ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 8 MAI 1939.

PRÉSIDENCE DE M. AUGUSTE BÉHAL.



MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Louis Martin** s'exprime en ces termes :

J'ai l'honneur de faire hommage à l'Académie, au nom de M. Pasteur Vallery-Radot, du tome VII et dernier des *Œuvres de Pasteur* (1).

M. Pasteur Vallery-Radot a commencé cette publication il y a une quinzaine d'années. Dans les sept volumes qu'il a édités, il a réuni tous les mémoires, toutes les notes et publications de Pasteur qui étaient jusqu'ici épars. Il a mis au jour un grand nombre de pages inédites.

Ce dernier volume contient des articles, des discours et des pages scientifiques qui sont presque toutes en dehors du cadre des recherches que Pasteur d'habitude poursuivait. Il contient également des notes et des rapports relatifs à l'Enseignement et à l'École Normale supérieure, ainsi que des Leçons de physique et de chimie appliquées aux beaux-arts. Ce volume renferme en outre une Table des noms cités dans les sept volumes et une Table chronologique des travaux de Pasteur. Il se termine par un *Index analytique et synthétique de l'Œuvre de Pasteur*, qui permet de trouver immédiatement tout ce que Pasteur a écrit sur tel ou tel sujet. Cet Index rendra le plus grand service à tous ceux qui voudront se renseigner sur Pasteur et son œuvre, non seulement dans son ensemble, mais aussi sur tel fait particulier. C'est la mise au point de l'œuvre de Pasteur dans tous ses détails, et nous ne pouvons qu'en remercier M. Pasteur Vallery-Radot.

---

(1) *Œuvres de Pasteur*, réunies par Pasteur Vallery-Radot, tome VII et dernier, *Mélanges scientifiques et littéraires. Index analytique et synthétique de l'Œuvre de Pasteur*. Paris, 1939.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la valeur à l'infini des solutions de certaines équations différentielles.* Note de M. **Jean Chazy**.

M. Tadya Péyovitch a démontré ([1]) un théorème que je modifie un peu en l'énonçant :

Soit un système différentiel

$$\frac{dx_i}{dt} = a_{i1}e^{x_1} + a_{i2}e^{x_2} \ldots + a_{in}e^{x_n} \ldots \quad (i = 1, 2, \ldots, n), \tag{1}$$

où les coefficients a_{ik} sont n^2 fonctions réelles, continues et inférieures algébriquement à une constante négative quand la variable réelle t tend vers $+\infty$, et soit une solution de ce système composée de n fonctions $x_1, x_2, \ldots, x_n$ réelles et continues quand t tend vers $+\infty$: dans cette solution les n fonctions x_i tendent vers $-\infty$, et par suite, si les coefficients a_{ik} sont bornés aussi inférieurement, les n dérivées dx_i/dt tendent vers zéro.

Je veux indiquer une démonstration de ce théorème plus simple que celle qu'a donnée M. Péyovitch, plus puissante aussi, s'appliquant à des théorèmes analogues et plus généraux.

Il résulte immédiatement des n équations (1) et des hypothèses qu'à partir d'une valeur assez grande de la variable t les n dérivées dx_i/dt sont négatives, et que les n fonctions considérées x_i décroissent. Si l'une d'elles ne tendait pas vers $-\infty$ quand t tend vers $+\infty$, les n dérivées dx_i/dt finiraient par être inférieures algébriquement à un nombre négatif fixe, et il résulterait par intégration qu'au contraire les n fonctions x_i devraient tendre vers $-\infty$. Donc ces n fonctions tendent nécessairement vers $-\infty$ quand t tend vers $+\infty$.

PHYSIQUE CRISTALLINE. — *Réseau de Fourier et agitation thermique.* Note de MM. **Charles Mauguin** et **Jean Laval**.

On sait quelles interprétations cristallographiques ont été données (par P. Ewald surtout) de la représentation des fonctions par les intégrales ou les séries de Fourier. A la répartition électronique définie en chaque point d'un cristal par la densité $F(x, y, z)$, on associe une distribution de masses

---

([1]) *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 960.

fictives dans un espace X, Y, Z (espace de Fourier), où la densité est donnée par l'expression

$$(1)\qquad \Phi(X, Y, Z) = \int F(x, y, z) e^{-i2\pi(Xx+Yy+Zz)}\, dx\, dy\, dz.$$

La connaissance de la répartition de ces masses (réseau de Fourier) est équivalente à celle de la distribution électronique, car on a inversement

$$(2)\qquad F(x, y, z) = \int \Phi(X, Y, Z) e^{i2\pi(Xx+Yy+Zz)}\, dx\, dy\, dz.$$

Lorsqu'on suppose le cristal parfaitement périodique (donc de dimensions infinies), l'intégrale (2) est remplacée par le développement en série de Fourier. Les masses associées (coefficients de la série) sont alors ponctuelles, placées aux points de coordonnées entières de l'espace de Fourier (réseau polaire).

La formule (1) est exactement celle qui donne l'amplitude du rayonnement diffusé par le cristal placé dans un faisceau homogène de rayons X (longueur d'onde λ) quand on néglige l'affaiblissement du faisceau dans sa propagation au travers du cristal (cristal petit, amplitude proportionnelle au volume); X, Y, Z désignent alors les composantes de la différence $\vec{l} - \vec{l}_0$ des vecteurs $\vec{l}_0$ et $\vec{l}$ de longueur $1/\lambda$ menés dans les directions de propagation du faisceau incident et du faisceau diffusé.

On comprend d'après cela l'intérêt que présente le réseau de Fourier pour l'étude de la diffusion des rayons X. Nous nous proposons de voir ce que devient ce réseau pour un cristal perturbé par l'agitation thermique. Certains auteurs ont émis l'hypothèse que l'effet de l'agitation thermique était seulement d'étaler la densité électronique de chaque atome suivant une loi de Gauss en e^{-r^2/ε^2}. Cette façon de voir, qui peut être correcte si l'on envisage une moyenne statistique dans le temps, est inapplicable à la diffusion. Ce sont en effet les positions instantanées des atomes qui déterminent les phases des ondes qu'ils diffusent et non leurs positions moyennes dans le temps.

Le cristal sera supposé cubique et nous prendrons l'arête de la maille comme unité de longueur. Il n'y a là aucune restriction essentielle, seulement un moyen de simplifier les notations. Soit donc un réseau d'atomes identiques dont les centres sont aux points de coordonnées entières h, j, k, l'atome h, j, k étant défini par la densité électronique $f(x-h, y-j, z-k)$. La densité électronique du milieu est la fonction triplement périodique $F(x, y, z) = \sum_{hjk} f(x-h, y-j, z-k)$.

Ceci s'applique à un réseau non perturbé. Supposons maintenant les

atomes légèrement déplacés de leurs positions normales par l'agitation thermique, l'atome h, j, k, venant en $h+\xi_{hjk}, j+\eta_{hjk}, k+\zeta_{hjk}$.

La densité électronique de cet atome devient

$$f(x-h-\xi_{hjk}, y-j-\eta_{hjk}, z-k-\zeta_{hjk}).$$

Nous supposons les déplacements très petits et admettons que cette densité peut s'écrire

$$f(x-h, y-j, z-k)-\xi_{hjk}f_1(x-h, y-j, z-k)-\eta_{hjk}f_2(\quad)-\zeta_{hjk}f_3(\quad),$$

f_1, f_2, f_3 étant les dérivées partielles de f.

Nous ferons l'hypothèse que l'agitation thermique consiste en la propagation d'ondes élastiques. Nous n'envisagerons qu'une seule d'entre elles, pour laquelle

$$(\xi_{hjk}, \eta_{hjk}, \zeta_{hjk})=(\xi, \eta, \zeta)\cos 2\pi(\alpha h+\beta j+\gamma k).$$

La densité du réseau peut alors se mettre sous la forme suivante, où l'on a remplacé le cosinus par une somme de deux exponentielles

$$\begin{aligned}F(x, y, z)=&\sum_{hjk} f(x-h, y-j, z-k)\\&-\frac{1}{2}e^{i2\pi(\alpha x+\beta y+\gamma z)}\sum_{hjk}e^{-i2\pi[\alpha(x-h)+\beta(y-j)+\gamma(z-k)]}(\xi f_1+\eta f_2+\zeta f_3)\\&-\frac{1}{2}e^{-i2\pi(\alpha x+\beta y+\gamma z)}\sum_{hjk}e^{i2\pi[\alpha(x-h)+\beta(y-j)+\gamma(z-k)]}(\xi f_1+\eta f_2+\zeta f_3).\end{aligned}$$

Les trois sommes $\sum_{hjk}$ représentent des fonctions triplement périodiques qui peuvent être développées en série de Fourier par l'élégante méthode de P. Ewald [1]. On trouve

$$\begin{aligned}F(x, y, z)=&\sum_{pqr}\varphi(p, q, r)\,e^{i2\pi(px+qy+rz)}\\&-\frac{1}{2}\sum_{pqr}[\xi\varphi_1(p+\alpha, q+\beta, r+\gamma)+\eta\varphi_2(\quad)+\zeta\varphi_3(\quad)]\\&\times e^{i2\pi[(p+\alpha)x+(q+\beta)y+(r+\gamma)z]}\\&-\frac{1}{2}\sum_{pqr}[\xi\varphi_1(p-\alpha, q-\beta, r-\gamma)+\eta\varphi_2(\quad)+\zeta\varphi_3(\quad)]\\&\times e^{i2\pi[(p-\alpha)x+(q-\beta)y+(z-\gamma)z]},\end{aligned}$$

---

[1] *Nachr. Ges. Wiss. Göttingen*, 1938, III, p. 56-64.

φ, φ_1, φ_2, φ_3 étant les fonctions associées de f, f_1, f_2, f_3 calculées par des intégrales du type (1).

Nous avons laissé la forme de la fonction f tout à fait arbitraire. Si nous admettons pour densité électronique de l'atome une loi de Gauss, telle que

$$f(x, y, z) = \frac{m}{(\sqrt{\pi}\varepsilon)^3} e^{-\frac{x^2+y^2+z^2}{\varepsilon^2}},$$

nous obtenons pour la densité électronique du cristal perturbé par l'agitation thermique, le développement

$$\begin{aligned} F(x, y, z) = & \sum_{pqr} m\, e^{-\pi^2\varepsilon^2(p^2+q^2+r^2)}\, e^{i2\pi(px+qy+rz)} \\ & - i\pi m \sum_{pqr} [(p+\alpha)\xi + (q+\beta)\eta + (r+\gamma)\zeta] \\ & \quad \times e^{-\pi^2\varepsilon^2[(p+\alpha)^2+(q+\beta)^2+(r+\gamma)^2]}\, e^{i2\pi[(p+\alpha)x+(q+\beta)y+(r+\gamma)z]} \\ & - i\pi m \sum_{pqr} [(p-\alpha)\xi + (q-\beta)\eta + (r-\gamma)\zeta] \\ & \quad \times e^{-\pi^2\varepsilon^2[(p-\alpha)^2+(q-\beta)^2+(r-\gamma)^2]}\, e^{i2\pi[(p-\alpha)x+(q-\beta)y+(r-\gamma)z]}. \end{aligned}$$

Outre les masses $e^{-\pi^2\varepsilon^2(p^2+q^2+r^2)}$ placées aux points de coordonnées entières p, q, r de l'espace de Fourier (réseau polaire), correspondant au cristal non perturbé (on ne trouve un changement de ces masses

$$-m\pi^2(p\xi + q\eta + r\zeta)^2\, e^{-\pi^2\varepsilon^2(p^2+q^2+r^2)},$$

que si l'on pousse le calcul jusqu'au 2[e] ordre), nous voyons apparaître de nouvelles masses

$$\begin{aligned} & -i\pi m[(p+\alpha)\xi + (q+\beta)\eta + (r+\gamma)\zeta]\, e^{-\pi^2\varepsilon^2[(p+\alpha)^2+(q+\beta)^2+(r+\gamma)^2]}, \\ & -i\pi m[(p-a)\xi + (q-\beta)\eta + (r-\gamma)\zeta]\, e^{-\pi^2\varepsilon^2[(p-\alpha)^2+(q-\beta)^2+(r-\gamma)^2]}, \end{aligned}$$

placées aux points $(p+\alpha, q+\beta, r+\gamma)$ et $(p-\alpha, q-\beta, r-\gamma)$, correspondant à l'onde élastique définie par le vecteur de propagation α, β, γ et l'amplitude ξ, η, ζ.

Il y aura des masses analogues associées aux diverses ondes élastiques en lesquelles se résout l'agitation thermique. L'apparition de ces masses autour de chaque nœud du réseau polaire est en relation très étroite avec l'existence des domaines de diffusion forte qui font l'objet de la Note ci-dessous de l'un de nous (p. 1512).

L'étude précise des variations du pouvoir diffusant à l'intérieur de ces

domaines paraît devoir fournir les renseignements les plus circonstanciés sur la densité des masses associées de Fourier et corrélativement sur la distribution de l'énergie d'agitation thermique entre les diverses ondes élastiques (transversales ou longitudinales) qui se propagent dans le cristal. Il est hautement souhaitable que des mesures d'une précision comparable soient effectuées aux températures les plus variées afin de préparer une base expérimentale sérieuse aux théories de l'agitation thermique des cristaux.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Un glucide original chez les Floridées du genre* Polysiphonia, *le d-mannoside α du l-glycérate de sodium.* Note de MM. **Henri Colin** et **Jean Augier**.

Nous venons de découvrir ce corps, absolument inédit, dans *Polysiphonia fastigiata*, Algue rouge très commune, épiphyte sur *Ascophyllum nodosum*. Alors que nous cherchions à mettre en évidence, dans cette espèce, le floridoside (*d*-galactoside α du glycérol), trouvé dans *Rhodymenia palmata* (¹), isolé ensuite de plusieurs autres Floridées (²), nous nous sommes heurtés à une difficulté inattendue : la galactosidase α, sous forme d'autolysat de levure ou de poudre fermentaire de *Sterigmatocystis nigra*, reste sans effet aucun sur la déviation et le pouvoir réducteur des extraits. Le principe optiquement actif de cette algue est donc autre chose que le floridoside, et dès lors sa préparation s'imposait.

Les Algues, récoltées aux laboratoires maritimes de Roscoff et de Dinard, furent épuisées par l'alcool et les liqueurs évaporées sous vide. Le résidu aqueux, nettement dextrogyre, non réducteur, a laissé déposer tout d'abord un produit phénolique en abondance, puis des cristaux prismatiques, plus ou moins allongés, souvent groupés en oursins. Leur signe optique est positif et leur indice n_m égal à 1,545. Ils sont anhydres et de saveur saline ; ils brunissent sur le bloc Maquenne vers 245°, se ramollissent à 270° et brûlent avec foisonnement en laissant une petite quantité de cendres alcalines. Peu solubles dans l'alcool fort, et seulement à l'ébullition, ils se dissolvent très facilement dans l'eau, donnant une liqueur dextrogyre, non

---

(¹) Henri Colin et Édouard Guéguen, *Comptes rendus*, 191, 1930, p. 163 ; 197, 1933, p. 1688.

(²) Henri Colin et Jean Augier, *Comptes rendus*, 195, 1932, p. 1042 ; Jean Augier, *Thèse de doctorat ès sciences*, Paris, 1934.

réductrice, neutre, mais passablement ionisée, dans laquelle l'addition d'acétate de magnésium et d'uranyle provoque la formation de l'acétate triple de Streng, caractéristique des sels de sodium. La teneur en Na, évaluée de la sorte, est de 7,8 pour 100. Le pouvoir rotatoire du produit est de $+108$ ($p=3$, $l=2$, $t=15°$).

Chauffé en présence d'acide sulfurique à 2 pour 100, il s'hydrolyse à la longue, le milieu devient réducteur, et la déviation polarimétrique, tout en restant positive, tombe au-dessous du dixième de sa valeur initiale. Traitée par l'acétate de phénylhydrazine, la liqueur donne presque aussi vite une hydrazone très peu soluble dans l'eau et offrant tous les caractères de la mannose-hydrazone. Le mannose est d'ailleurs le seul sucre libéré, mais il ne représente que 60 pour 100 environ du produit initial. On trouve en outre dans l'hydrolysat un sel de sodium non réducteur, soluble comme le mannose dans l'alcool, difficile par conséquent à isoler. Son pouvoir rotatoire est faible et positif; celui de l'acide libre qui lui correspond est de sens contraire. Tout revient à identifier cet acide.

Lorsqu'on ajoute à la solution aqueuse du mannoside primitif une dose convenable d'acide sulfurique, à froid, la déviation polarimétrique diminue aussitôt du dixième : le sodium est déplacé, et l'addition d'alcool permet de l'éliminer à l'état de sulfate de soude. Un excès d'alcool provoque une nouvelle cristallisation, celle du mannoside débarrassé de sodium, tables monocliniques, rectangulaires, de signe optique négatif et d'indice moyen égal à 1,525 (d'après C. Gaudefroy). Ce corps est peu soluble dans l'alcool fort ; sa solution aqueuse, très acide, non réductrice, cristallise à nouveau par concentration ; les cristaux ainsi formés renferment 11,8 pour 100 d'eau dans laquelle ils fondent vers 88-89° ; chauffés davantage, ils charbonnent et brûlent sans résidu. Le pouvoir rotatoire du produit anhydre est égal à $+105$ ($p=3$, $l=2$, $t=15°$). Dissous dans l'eau il se dédouble lentement, par sa propre acidité ; en présence d'acide sulfurique, le résultat est rapidement obtenu. De l'hydrolysat neutralisé par la baryte et concentré à sirop on retire facilement le mannose au moyen de l'alcool fort à l'ébullition. Le résidu, repris par l'eau, est précipité par l'alcool sous forme de fines aiguilles ; il s'agit du sel barytique de l'acide précédemment lié au mannose.

Le sel en question renferme 40 pour 100 de baryum ; il est anhydre et fond, au tube capillaire, vers 158° ; son pouvoir rotatoire est positif, voisin de $+13$. L'acide correspondant est nettement, mais faiblement lévogyre (une liqueur à 10 pour 100 dévie la lumière verte, λ 5461, de $-0°28$ au tube à $2d$).

Cet acide est sirupeux, entraînable par la vapeur d'eau, très soluble dans l'alcool. Le sel de calcium, typique, se présente en prismes à 12 pour 100 d'eau de cristallisation dans laquelle il fond vers 150°, au voisinage de la température de décomposition; la teneur en calcium est de 13,9 pour 100 du sel hydraté.

Ces caractères sont ceux de l'*acide l-glycérique*. Les sels de quinine et de brucine, moins intéressants, ne font que le confirmer.

Par excès de précaution, nous avons confronté ces différents sels avec ceux de l'acide glycérique gauche préparé par dédoublement du racémique. Ce dernier, produit pur de Kahlbaum, salifié par la brucine, est soumis à la cristallisation fractionnée dans l'alcool absolu. Chaque lot de cristaux est redissous dans l'alcool faible et additionné non pas de baryte, comme l'a fait Neuberg ([3]) en pareil cas, mais de chlorure de calcium; les glycérates de calcium, peu solubles, se déposent et le chlorure de l'alcaloïde reste en solution. Le *d*-glycérate de brucine est le moins soluble; le racémique cristallise ensuite, souillé du précédent tout d'abord, puis du gauche; il faut un peu de patience pour recueillir, en fin de compte, une petite quantité de ce dernier. Converti en sel de Ca, il se montre de tout point identique au produit naturel : beaux octaèdres quadratiques, à biréfringence positive, $n_0 = 1{,}55$, $n_e > 1{,}56$, bien différents des cristaux du racémique et de ceux de l'isomère droit.

Le glucide de *Polysiphonia fastigiata* est donc bien le *d*-mannoside α du *l*-glycérate de sodium; il répond à la formule $C^9H^{15}O^9Na$; son poids moléculaire est égal à 290.

On savait depuis longtemps que l'acide glycérique, sous sa forme gauche, n'est pas étranger à la vie; certains microorganismes, *Bacillus æthaceticus*, *Aspergillus niger*, *A. griseus*, *Penicillium glaucum*, sont capables de l'assimiler, d'où la préparation facile de l'antipode droit à partir du racémique (Frankland, Lewkowitsch, Mc Kenzie). De plus, à l'état d'ester phosphorique gauche, l'acide glycérique marque une étape importante de la dégradation du sucre au cours de la fermentation alcoolique (Nilsson, 1928) et de la glycolyse musculaire (Embden, 1933; Meyerhof, 1933). Le voici maintenant qui prend place, sous forme de mannosido-glycérate, parmi les produits d'élaboration de certaines algues rouges.

Le glucide nouveau est sans doute largement répandu dans le genre *Polysiphonia;* une récolte assez abondante, due à l'obligeance de M. Davy de

---

([3]) Neuberg et Silbermann, *Ber. d. chem. Ges.*, 37, 1904, p. 340.

Virville, nous ayant permis d'analyser *P. fruticulosa* portée par *Halopithys pinastroïdes*, nous l'avons retrouvé dans cette espèce et retiré à l'état cristallisé. Nous avons d'ailleurs de bonnes raisons de penser que le corps en question pourrait se rencontrer dans d'autres Rhodomélacées. La complexité biochimique des Rhodophycées s'avère ainsi plus grande que ne le faisaient présager nos recherches antérieures; il paraît difficile de n'en tenir aucun compte dans la classification de ces algues.

CHIMIE AGRICOLE. — *Sur la teneur du sol en bore.* Note de MM. **Gabriel Bertrand** et **Lazare Silberstein.**

L'utilisation des composés solubles du bore en agriculture ayant fini par s'imposer ([1]), il devenait nécessaire, pour permettre d'approfondir la question au point de vue pratique, d'élaborer une méthode d'évaluation des très petites quantités de bore qui se trouvent dans le sol.

Ce n'est pas une chose facile : quelques chimistes ont tenté de déterminer la partie du bore soluble, soit dans l'eau pure, soit dans l'eau chargée de gaz carbonique ou additionnée d'acide chlorhydrique, dans plusieurs échantillons de terre arable; d'après les conditions dans lesquelles ils se sont placés, leurs résultats sont pour ainsi dire sans valeur ([2]).

Nous avons pensé que la détermination quantitative du bore total serait plus sûrement accessible. Elle permettrait, au moins, d'atteindre une donnée fondamentale et qui manque entièrement aujourd'hui, celle de la quantité maxima de bore que les plantes peuvent rencontrer dans le sol. Dans la suite des recherches, on pourrait rapporter à cette donnée les proportions des diverses formes de bore, plus ou moins assimilables, qui ne doivent pas manquer d'exister dans un milieu aussi complexe et aussi changeant que la terre arable.

Nous n'avons pas tardé à reconnaître que la détermination du bore total était un problème encore plus difficile à résoudre qu'on pouvait l'imaginer *a priori*. En raison des combinaisons variées et parfois très résistantes aux

---

([1]) L'utilisation de l'acide borique comme engrais complémentaire des engrais à base d'azote, de phosphore et de potassium a été proposée pour la première fois par l'un de nous, en 1903, au Congrès International de Chimie appliquée tenu à Berlin. Voir à ce sujet *Chemiker Zeitung* du 20 juin 1903. L'année dernière, pour la seule culture de la betterave, il a été consommé, en Europe, 1800 tonnes d'acide borique.

([2]) Consulter pour les détails le mémoire qui paraîtra ultérieurement.

réactifs dans lesquelles le métalloïde est engagé dans le sol, il faut d'abord désagréger l'échantillon de terre, comme dans l'analyse générale des silicates, par fusion avec un alcali ou un carbonate alcalin. Or nous n'avons pas trouvé, dans le commerce des produits chimiques *dits purs*, de réactifs de cette sorte suffisamment exempts de bore pour être utilisables. Nous avons alors essayé de purifier les carbonates de potassium et de sodium en passant par les carbonates acides, moins solubles et plus faciles à faire cristalliser que les carbonates neutres. Cette méthode a conduit à des pertes trop grandes pour être pratique. Nous avons compté un moment sur la soude du sodium; vu la quantité à employer, cette soude ne s'est pas montrée non plus assez pure. Il faut remarquer, pour bien comprendre la difficulté à vaincre, qu'il y a extrêmement peu de bore dans la terre et qu'il faut prendre, pour la désagrégation alcaline, un poids de réactif environ six fois plus élevé que celui de l'échantillon de terre. Il en résulte que pour doser, par exemple, une proportion de bore aussi petite que $0^{g},01$ par kilogramme de terre, même seulement à 10 pour 100 près, il faut qu'il y ait au plus 1^{mg} de métalloïde pour 6^{kg} de réactif.

Nous avons enfin réussi à préparer du carbonate de potassium assez pur en recristallisant, autant de fois qu'il le fallait, du bitartrate de potassium, puis en le calcinant. Les cristallisations ont été faites par dissolution dans l'eau bouillante et refroidissement avec agitation du liquide. L'eau avait été convenablement distillée et le matériel était en porcelaine. Après chaque cristallisation, on calcinait 4 à 5^{g} de bitartrate au rouge sombre dans une capsule de platine, et la cendre, blanche et légère, de carbonate était analysée. On pouvait ainsi poursuivre la purification jusqu'au degré voulu. En partant de bitartrate du commerce dit *pur pour analyse*, on est parvenu, après trois à cinq cristallisations, à obtenir du carbonate renfermant au plus un dixième de milligramme de métalloïde par kilogramme.

Grâce à ce degré de pureté, on arrive à déterminer le poids du bore total contenu dans des prises d'essai de $0^{g},250$ seulement, avec une dépense aussi réduite que possible des réactifs (carbonate de potassium, acide sulfurique, alcool méthylique, etc.) et sans entacher le degré de précision de la méthode de dosage finalement utilisée.

Le mode opératoire est relativement simple puisqu'il consiste, en principe, à fondre l'échantillon de terre fine, séchée à 100-105°, avec six fois son poids de carbonate, puis à faire passer le produit de l'attaque dans un petit ballon, à le distiller avec de l'alcool méthylique en présence d'acide

sulfurique et à doser le bore, passé à l'état de borate de méthyle, à l'aide du papier de curcuma suivant la technique, aujourd'hui bien connue, dont nous nous servons couramment.

Voici, très succinctement présentés, les chiffres des dosages que nous avons entrepris sur des échantillons dont les 15 premiers nous ont été adressés par MM. les Directeurs des stations agronomiques de Nîmes, de Rouen, d'Auxerre, de Quimper et de Caen.

Origine des échantillons analysés.	Bore en mg/kg.
Nîmes. Commune d'Aubord	30
» de Beauvoisin	15
» de Gnolhac	15
» de Vauvert	7
Rouen. Commune d'Eu	10
» de Franqueville	15
» d'Heurteauville	15
Auxerre. Lieudit La Concise	8,5
Commune de Fleury	10
» de Perrigny	20
Quimper. Commune de Kerbernès	8,5
» de Plomelin	20
Marais de Treffiagat	10
Caen. Commune de Démouville	20
» de Neuville	20
Antibes. Jardin de la villa Thuret	20
Grignon. École d'Agriculture	25
Paris. Jardin de l'Institut Pasteur	25
Danemark. Binnitze (Laaland)	20
Italie. Acquapendente. Vignoble à flanc de colline	30
» Champ dans la vallée	50
Serbie. Terre fertile de Pantchevo près de Belgrade	15
Égypte. Le Caire. Limon du Nil	17,5
Soudan français. Ségou. Limon du Niger	25

Ces résultats, obtenus à partir de sols variés et provenant de pays divers, prouvent tout d'abord la présence générale du bore dans les terres cultivées. Ils montrent ensuite que les quantités du métalloïde mises ainsi à la disposition des plantes sont fort petites, comprises, dans la plupart des cas, entre 10 et 30^{mg} par kilogramme de terre fine. Les chiffres de 7 à 8^{mg}, les plus bas que nous ayons rencontrés, sont peu nombreux; celui de 50^{mg}, jusqu'ici exceptionnel, provient d'un sol de l'Italie, région connue par ses émanations abondantes de vapeur d'eau chargée d'acide borique.

Ces émanations ont pu faire sentir leur influence sur le sol, même loin de leurs points d'émission ([3]).

BIOLOGIE. — *Au sujet de la probabilité d'existence des organes et des caractères.* Note de M. **François Grandjean**.

Dans l'étude des organes et des caractères la notion de probabilité est essentielle. Il n'est pas possible d'exprimer correctement certaines grandes lois de structure ou d'évolution sans la faire intervenir.

Voici d'abord, d'après les observations chætotaxiques dont j'ai parlé dans une Note précédente ([1]), comment elle se présente dans l'ontogénie postlarvaire de *Trhypochthonius tectorum* :

A la stase larvaire les poils et les solénidions ont une grande fixité. Sur 10 larves d'Amélie-les-Bains, par exemple, les 1160 poils et les 160 solénidions n'ont montré qu'un seul écart. C'est à la tritonymphe que le nombre des écarts est maximum.

A une stase quelconque les poils et les solénidions larvaires (ceux qui existent à partir de la larve) sont les plus constants. Leurs fréquences sont égales ou presque égales à 1.

Inversement ceux de ces organes qui sont franchement aléatoires et communs se forment tard dans l'ontogénie. On constate qu'aux génuaux I et II les poils aléatoires sont les deux latéroventraux, dont la stase d'apparition probable est la tritonymphe, les 3 autres poils étant larvaires; qu'au tibia I c'est le poil antilatérodorsal seulement qui est aléatoire et qu'il est seul tardif (les 4 autres sont larvaires) etc. Cette relation entre le caractère aléatoire et l'apparition tardive n'est d'ailleurs pas absolue. Un organe qui apparaît tard peut avoir exceptionnellement moins d'écarts, au total, qu'un organe qui apparaît tôt.

Si l'organe commun est franchement aléatoire il ne l'est presque toujours qu'à une seule stase, celle où il apparaît. A la stase précédente, et à la suivante, P est sensiblement nul, et égal à 1, respectivement. Les écarts existent à la stase d'apparition probable ou à celle qui la précède, rarement à celle qui la suit.

([3]) En opérant par distillation directe de la terre avec de l'alcool méthylique et de l'acide sulfurique, G. Luchetti a trouvé dans dix échantillons provenant de la zone boracifère de Larderello, en plein centre des émanations boriquées, de 23 à 100^{mg} de bore par kilogramme. Il est probable que ces chiffres auraient été encore plus élevés si une fusion alcaline préalable avait été effectuée (*Boll. della Facolta di Agraria*, Pisa, **14-16**, 1938, p. 177).

([1]) *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 861. J'ai défini dans cette Note la stase d'apparition probable, l'écart et la probabilité P. S'il s'agit d'un adulte et que P soit inférieur à 0,5, il n'y a plus de stase d'apparition probable. Tous les cas d'existence doivent alors être comptés comme écarts.

Dans tous les cas P augmente d'une stase à l'autre, dans le sens du développement ontogénique, ou du moins ne décroît pas, même s'il s'écarte franchement de 0 ou de 1 à plusieurs stases.

Il n'y a pas de relation entre la taille des organes et leur probabilité ou la fréquence de leurs écarts. Les poils très aléatoires sont aussi grands que les autres. Inversement les solénidions des génuaux et des tibias, aux pattes postérieures, bien qu'ils soient minuscules et difficiles à voir, sont quasi constants.

D'après d'autres observations, la plupart de ces remarques s'appliquent aussi à des Acariens très divers et par conséquent à beaucoup d'autres animaux, pourvu qu'il s'agisse d'organes, ou de caractères, qui varient par tout ou rien et qui soient *régressifs par retardement*.

Le principe de cette sorte d'évolution, très importante chez les Acariens, et probablement très générale, peut s'exprimer de la manière suivante, en faisant intervenir les probabilités :

La probabilité d'existence d'un organe, ou d'un caractère, est croissante dans l'ontogénèse. Elle est décroissante dans la phylogénèse d'une stase quelconque, à partir d'une époque, dite primitive, où l'on suppose que l'organe, ou le caractère, existe constamment.

Cette définition en suggère trois autres analogues, car on peut combiner de toutes les manières possibles les quatre facteurs qui interviennent, la croissance, la décroissance, l'ontogénèse, la phylogénèse, à condition de n'envisager, dans la décroissance ontogénétique, que la phase finale du développement, celle qui succède à une période constructive. On aurait ainsi quatre grandes classes d'évolution.

Je parle ici de caractères aussi bien que d'organes. Cette généralisation me paraît s'imposer et l'observation la confirme. L'évolution d'un organe quelconque, même s'il est très simple, comme un poil, comporte en général une partie qui est continue, ou qui se fait par degrés insensibles, et une partie discontinue. Cette dernière concerne seulement des caractères de l'organe, ou bien elle concerne l'organe tout entier, c'est-à-dire son existence ou son absence. Toutes les fois que l'on peut observer, pour un caractère quelconque, aussi bien que pour l'organe tout entier, qu'il existe ou n'existe pas selon les individus, sans intermédiaire entre les deux éventualités, le sens croissant ou décroissant de la probabilité P de ce caractère a une signification. Il faut alors se demander à laquelle des quatre grandes classes appartient l'évolution de ce caractère.

Je crois que P n'est jamais rigoureusement égal à 1, bien qu'il n'en diffère pratiquement pas pour tous les organes essentiels. Chez les

Acariens, par exemple, je n'ai jamais rencontré d'individu à qui manque une mandibule, mais il y en a peut-être. De temps en temps, au contraire, on constate qu'un œil latéral manque, soit à droite, soit à gauche, et l'on pourrait déterminer la valeur de P pour l'œil si l'on avait la patience d'examiner plusieurs milliers d'exemplaires. Les poils du système primitif sont des organes bien définis qui ont chacun leur probabilité, celles-ci fournissant une gamme très riche et très variée entre 1 et 0. C'est pour cela, c'est-à-dire pour des raisons de commodité, que je fais intervenir surtout les poils dans cette étude.

Le cas de P presque nul correspond à ce que l'on appelle, dans l'évolution régressive, la *réapparition des caractères ancestraux*. Il me semble que ce mot de réapparition est mal choisi car il suppose que ces caractères avaient disparu et que les voir aujourd'hui est anormal. Il vaut mieux dire qu'ils n'ont pas disparu et qu'ils sont seulement devenus rares. Leur rareté n'est pas une anomalie. Il est normal au contraire qu'une probabilité décroissante, avant d'être vraiment nulle, passe par de très petites valeurs.

Comment distinguer les écarts normaux, mais rares, des véritables anomalies?

S'il s'agit de l'absence exceptionnelle d'un organe, ou d'un caractère, on ne voit aucun procédé, sinon de découvrir des lois à cette absence, étant accepté que les anomalies, par définition, n'obéissent à aucune loi.

S'il s'agit de la présence exceptionnelle d'un organe, ou d'un caractère, la question est plus facile, au moins dans un grand nombre de cas. On cherchera ce même organe, au même endroit, chez d'autres animaux aussi voisins que possible du premier. Chez *T. tectorum* par exemple, le 4e fémur de l'adulte porte 2 poils, à partir de la deutonymphe. Sur les exemplaires d'Amélie-les-Bains j'ai cependant trouvé deux fois, chaque fois sur un adulte, à droite ou à gauche, un 3e poil qui est entre les deux autres, en position antilatérodorsale (fréquence 0,02 d'après les 50 adultes examinés). Il est certain que c'est un poil normal qui était commun chez les ancêtres de *T. tectorum*, non seulement à l'adulte, mais même, en remontant assez loin, aux états immatures. Ce qui le montre bien c'est que ce poil ($\alpha l d$ F IV) existe encore constamment, à la même place, chez les adultes d'autres Acariens, *Hermannia reticulata* et *Nothrus palustris* par exemple, et qu'il y apparaît respectivement, pour ces deux espèces, à la deuto et à la tritonymphe.

On pouvait présumer, par comparaison avec ces Acariens, que *T. tectorum*

avait perdu le poil *ald* F IV, mais ce genre de comparaison renferme toujours une incertitude, car on ne sait jamais s'il est légitime, et jusqu'à quel point, de comparer des animaux qui ne sont pas du même genre. Constater que *T. tectorum* possède encore quelquefois le poil *ald* F IV élimine cette incertitude.

Les caractères et les organes aléatoires nous montrent simultanément des dispositions dont les unes ont été certaines dans le passé et les autres deviendront certaines dans l'avenir. Ils nous permettent d'affirmer directement qu'il y a des différences entre un animal et ses ancêtres, sans aventure hors du phylum, et même hors du dernier rameau phylétique de cet animal. A cet égard, ils sont plus sûrs que les documents paléontologiques. Ils devraient jouer un rôle capital dans les études de phylogénèse et leur recherche devrait être un procédé normal de travail. S'ils sont rares et qu'il s'agisse d'évolution régressive par retardement, ils sont plus précieux, parce qu'ils permettent une comparaison à des ancêtres plus lointains.

Ce que j'ai appelé des écarts, dans ce qui précède, est une partie de la variation individuelle ou fluctuation. Les écarts sont des fluctuations par tout ou rien pour lesquelles on ne peut naturellement pas construire un polygone de fréquence, mais seulement mesurer une probabilité. Ils ont une importance considérable parce que la *très grande majorité d'entre eux sont en relation évidente et directe avec la phylogénèse*. Je ne peux donc pas partager cette opinion souvent admise que les fluctuations n'ont pas de valeur évolutive. Je crois, au contraire, d'après tout ce que j'ai observé jusqu'ici chez les Acariens, que les fluctuations, aussi bien celles qui se font par tout ou rien que les autres, accompagnent l'évolution continue, qu'elles en sont un mécanisme normal et qu'elles nous la révèlent dans le présent. Un caractère aléatoire, en particulier, est un caractère qui évolue.

Je n'ai cité, à l'appui de cette manière de voir, dans cette Note, que le cas du poil *ald* F IV, mais tous les organes et tous les caractères à nombreux écarts se comportent de la même manière, sauf les valeurs différentes de P. J'exposerai cela plus tard en détail pour chacun des poils pédieux franchement aléatoires.

Chez *T. tectorum* le résultat statistique global est le suivant, d'après les exemplaires étudiés d'Amélie-les-Bains (10 larves, 10 proto, 10 deuto et 40 tritonymphes, 50 adultes). Après élimination d'un tibia et de 4 tarses difformes, à chætotaxie fantaisiste, il restait, d'après les stases d'apparition probable, 21 862 poils et 2892 solénidions à examiner, les trochanters n'étant pas compris dans ces chiffres. Les écarts étaient

aux nombres de 275 pour les poils et 7 pour les solénidions (1,25 et 0,25 pour 100). Parmi eux, 30 et 5 écarts, respectivement, étaient peut-être des anomalies. Les autres (245 et 2) sont des écarts normaux ayant cette double propriété, d'abord de s'être rencontrés plus d'une fois à la stase d'apparition probable, ou à l'une des stases adjacentes, et ensuite d'être des absences (il s'agit d'évolution régressive) par rapport à une chætotaxie primitive bien définie.

Il peut paraître singulier que des variations par tout ou rien appartiennent à l'évolution continue. Il en est ainsi cependant pour la plupart d'entre elles, toutes celles que j'appelle normales, à condition, bien entendu, que la probabilité P de ces variations ne varie elle-même, phylogénétiquement, que d'une manière continue. Je n'envisage pas, dans cette Note, des variations phylogénétiques discontinues de la probabilité. Elles correspondraient à des mutations.

IMMUNOLOGIE. — *Nouvelles recherches expérimentales sur la* dysphylaxie *hépatique dans l'infection colibacillaire.* Note de M. **Hyacinthe Vincent.**

Le foie et les reins, ainsi que leurs réservoirs et leurs canaux excréteurs n'offrent qu'une résistance très limitée à l'infection initiale due au *Bacillus Coli* et à la prolifération ultérieure de cet agent pathogène. Alors que, chez l'homme ou les animaux vaccinés contre celui-ci ou guéris de l'infection colibacillaire, le sang et les divers viscères offrent une forte immunité contre le même microbe, celui-ci affecte une prédilection spéciale pour les organes hépato-biliaire et urinaire dans les conduits desquels il peut se perpétuer, donnant lieu fréquemment à des infections et à des lésions anatomiques très graves.

J'ai montré [1] que la raison de cette *dysphylaxie* si spéciale est due à ce que les anticorps présents dans le sang ne passent pas d'une manière appréciable dans la bile ni dans l'urine. Chez les animaux immunisés ou guéris d'une infection aiguë colibacillaire, on n'en trouve que des traces très faibles et d'ailleurs temporaires (pendant une semaine environ) qui n'opposent qu'un obstacle insuffisant à la multiplication du bacille. La sensibilisatrice disparaît ensuite complètement [2].

---

[1] *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 477.

[2] C'est là une constatation générale et équivalente à une loi. J'ai vérifié l'absence de sensibilisatrice dans la bile et dans l'urine des animaux vaccinés depuis une à deux semaines, contre les bacilles typhique et paratyphiques, le pneumocoque, le bacille diphtérique, le bacille charbonneux, le coco-bacille du choléra aviaire.

J'ai constaté d'autre part que la bile ni l'urine ne renferment d'antisensibilisatrice et que l'alexine est également absente dans ces sécrétions. Dès lors, rien ne met obstacle à la végétation continue du *B. Coli* dans ces sécrétions incessamment renouvelées.

Il est possible de vérifier expérimentalement, d'une autre manière, l'insuffisance défensive particulière du foie à l'égard du *Bacillus Coli*.

On inocule directement dans le foie d'un lapin normal, à l'aide d'une aiguille fine et par plusieurs piqûres faites en différents points, $0^{cm^3},25$ ou $0^{cm^3},50$, au total, de culture de *B. Coli* âgée de 18 heures et, par conséquent, pauvre en toxine. Deux à trois heures après, l'animal manifeste les symptômes d'une infection profonde : il est couché, immobile, dyspnéique, dans la torpeur. La mort survient en 18 à 24 heures, parfois en 12 heures. Le tissu hépatique est littéralement farci de bacilles et la culture permet de retrouver ces derniers dans le sang et dans tous les viscères, la bile, l'urine.

La même inoculation directe dans le foie du cobaye amène les mêmes symptômes suivis d'une mort presque foudroyante, en quelques heures.

Par contre, les inoculations directes faites dans l'un des reins, la rate, sont beaucoup moins offensives. La plupart des lapins, d'abord malades, reprennent, après quelques jours, leur état normal. Les cobayes, plus fragiles, survivent dans la proportion de 4 sur 10.

Les expériences suivantes, plus caractéristiques encore, font ressortir combien est réduite, sinon nulle, la résistance qu'oppose le tissu hépatique à l'envahissement du Colibacille.

On immunise un lot de 11 lapins contre le *B. Coli*, par quatre injections faites à six ou huit jours d'intervalle, soit $0^{cm^3},5$, $0^{cm^3},5$, $0^{cm^3},75$ et 1^{cm^3} d'une émulsion microbienne provenant de culture sur agar âgée de 18 heures. Les deux premières injections sont faites avec des bacilles tués; les deux dernières avec des cultures vivantes.

Douze jours après la dernière inoculation sous-cutanée, le lapin est chloroformé et laparotomisé. Puis, par piqûres directes faites à l'aide d'une aiguille très fine, on injecte chaque fois quelques gouttes de culture vivante du *B. Coli*, en différents points de l'organe. La quantité totale injectée a été de $0^{cm^3},50$ à $0^{cm^3},75$ de culture.

Bien que fortement vaccinés, dix de ces animaux sont morts en un délai compris entre 18 heures et 3 jours, présentant des symptômes d'une gravité exceptionnelle, en particulier la torpeur et l'hypothermie. Un seul a survécu, après avoir été très malade.

Fait remarquable, le tissu hépatique examiné après la mort contenait une quantité énorme de bacilles ayant infiltré la totalité de l'organe. La bile, à l'examen microscopique comme à la culture, était également très riche en bacilles. Ces derniers étaient présents dans le sang et dans tous les viscères, dans le cerveau et dans la moelle osseuse.

Des résultats semblables ont été observés chez les cobayes vaccinés. Chez eux, la mort a même été encore plus précoce que chez le lapin.

Chez d'autres lapins vaccinés comme il a été dit, on a pratiqué des inoculations directes de $0^{cm^3},50$ à $0^{cm^3},75$ dans l'un des reins ou dans la rate. Sur 6 lapins ainsi traités, 1 est mort au 16e jour. Les autres ont été malades pendant 1 à 2 jours et se sont entièrement rétablis.

Il résulte de ces expériences que l'immunité active et générale, assurée par la vaccination spécifique des animaux, s'est montrée sans effets protecteurs notables contre l'infection locale et directe du parenchyme hépatique par le *Bacillus Coli*. Le foie présente donc, au regard de cet agent pathogène, une réceptivité particulière qui apporte l'interprétation des faits cliniques observés si souvent en pathologie humaine.

Les résultats des expériences qui précèdent posent, d'ailleurs, d'autres problèmes d'ordre immunologique, qui sont actuellement étudiés.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur un type de problèmes relatifs aux équations du type elliptique à deux variables indépendantes.* Note de M. **Georges Giraud**.

Considérons une équation du type elliptique à deux variables

$$(1)\quad \mathcal{F}u = \sum_{\alpha,\beta} a_{\alpha,\beta}\frac{\partial^2 u}{\partial x_\alpha\,\partial x_\beta} + \sum_\alpha b_\alpha \frac{\partial u}{\partial x_\alpha} + cu = f \qquad (0 < \alpha \leqq 2,\ 0 < \beta \leqq 2;\ a_{1,1} > 0);$$

nous supposons que les $a_{\alpha,\beta}$ remplissent dans un domaine borné $\mathcal{D}$ des conditions de Lipschitz (avec un exposant quelconque); les fonctions b_α, c et f sont seulement supposées continues; l'opération $\mathcal{F}$ peut aussi être entendue au sens généralisé ([1]). Nous supposons que la frontière $\mathcal{S}$ se compose d'un nombre fini de courbes fermées, et les coordonnées d'un point courant de chacune de celles-ci sont des fonctions périodiques d'un

---

([1]) *Bull. Sciences math.*, 56, 1932, p. 248-272, 281-312, 316-352 et 384; spécialement Chap. I, § 1, 2 et 9.

paramètre, et les dérivées de ces fonctions existent et remplissent des conditions de Lipschitz et ne s'annulent nulle part simultanément; $\mathcal{S}$ n'a aucun point multiple. En tout point Y de $\mathcal{S}$, nous considérons la condition

$$(2) \qquad \Lambda u(Y) = \sum_\alpha c_\alpha(Y) \frac{\partial u}{\partial x_\alpha}(Y) + \psi(Y) u(Y) = \varphi(Y),$$

où les c_α, ψ et φ sont des fonctions données, qui remplissent des conditions de Lipschitz; c_1 et c_2 ne doivent s'annuler nulle part simultanément. Il s'agit de *former u de façon que ses dérivées existent dans $\mathcal{O}$ et remplissent des conditions de Lipschitz* (nous ne fixons ni l'exposant ni les coefficients de ces conditions), *et que les équations* (1) *et* (2) *soient satisfaites*, la première en tout point de $\mathcal{O}$ et la seconde en tout point de $\mathcal{S}$.

Ce problème se ramène à un problème déjà traité quand la direction (c_1, c_2) n'est jamais tangente à $\mathcal{S}$ [2]. Mais il peut être traité au moyen des équations à intégrales principales même quand on s'affranchit de cette restriction. On y parvient notamment de la façon suivante. Soit $G(X, \Xi)$ la fonction de Green relative d'une part à une opération $\mathcal{F}u - \chi u$, d'autre part à une opération

$$(3) \qquad \Theta u(Y) = \sum_{\alpha,\beta} a_{\alpha,\beta}(Y) \varpi_\beta(Y) \frac{\partial u}{\partial x_\alpha}(Y) + \omega(Y) u(Y),$$

où ϖ_1 et ϖ_2 sont les cosinus directeurs de la normale à $\mathcal{S}$, dirigée dans le sens sortant de $\mathcal{O}$, et ω est une fonction qui remplit une condition de Lipschitz (*on n'a pas nécessairement* $a_{1,2} = a_{2,1}$); la fonction G existe notamment si l'on a partout $\chi \geqq c$ et $\omega \geqq 0$ sans que $\chi - c$ et ω soient tous deux identiquement nuls [2]. Si alors on pose

$$(4) \qquad u(X) = -\int_{\mathcal{O}}^{(2)} G(X, A) \rho(A)\, dV_A + \int_{\mathcal{S}} G(X, A) \sigma(A)\, dS_A,$$

où ρ et σ sont deux fonctions inconnues, le problème se traduit par un système de deux équations intégrales

$$(5) \quad \rho(X) - \chi(X) \int^{(2)} G(X, A) \rho(A)\, dV_A + \chi(X) \int G(X, A) \sigma(A)\, dS_A = f(X),$$

$$(6) \quad g(Y) \sigma(Y) - \int^{(2)} \Lambda G(Y, A) \rho(A)\, dV_A + \int \Lambda G(Y, A) \sigma(A)\, dS_A = \varphi(Y),$$

---

[2] *Ann. scient. Éc. Norm. sup.*, 51, 1934, p. 251-372; spécialement Chap. IV.

où l'on doit prendre en valeur principale l'intégrale simple qui figure dans (6); $g(Y)$ est une fonction connue, qui ne peut s'annuler en même temps que le résidu de $\Lambda G(Y, A)$ pour la position Y du point A de $\mathcal{S}$. On peut étendre à un tel système la théorie des équations à intégrales principales ([3]). Tantôt le système est compatible quels que soient f et φ, et tantôt il existe un certain nombre positif s de systèmes linéairement indépendants (λ_q, μ_q), où λ_q est une fonction d'un point de $\mathcal{S}$ et μ_q est une fonction d'un point de $\mathcal{D}$, tels que les conditions nécessaires et suffisantes pour la compatibilité soient

$$(7) \qquad -\int \lambda_q \varphi \, dS = \int^{(2)} \mu_q f \, dV \qquad (1 \leqq q \leqq s);$$

si ces conditions sont remplies, la solution générale du système dépend de r paramètres arbitraires, où r est un entier positif ou nul, qui peut différer de s. Les conditions (7) sont aussi nécessaires et suffisantes pour la compatibilité du problème, et la solution générale de celui-ci dépend aussi de r paramètres, car si u est connu, ρ et σ en résultent :

$$\rho = \mathcal{F} u - \chi u, \qquad \sigma = \Theta u.$$

Des cas particuliers prouvent que r peut effectivement différer de s : si c_1 et c_2 sont constants et que ψ soit identiquement nul, $\mathcal{F}$ étant le laplacien et $\mathcal{D}$ étant simplement connexe, on trouve aisément $s = 0$ et $r = 2$; d'autres cas se rencontrent dans les travaux de M. Liénard ([4]).

Il est toutefois un cas assez général où l'on a toujours $r = s$ *: c'est le cas où* (c_1, c_2) *n'est nulle part la direction de la demi-tangente négative*. Cela se voit assez facilement si c est partout $\leqq 0$: on prend alors $\chi = 0$ et, en observant que $a_{1,2}$ et $a_{2,1}$ n'interviennent dans $\mathcal{F}$ que par leur somme, on choisit Θ de façon que $(a_{1,1}\varpi_1 + a_{1,2}\varpi_2)c_2 - (a_{2,1}\varpi_1 + a_{2,2}\varpi_2)c_1$ ne s'annule nulle part; alors on a $\rho = f$ et le résidu de $\Lambda G(Y, A)$ pour la position Y du point A de $\mathcal{S}$ ne s'annule en aucun point de $\mathcal{S}$, ce qui permet d'appliquer un résultat antérieur, d'où résulte notre assertion ([5]). Si l'on ne suppose sur c rien de plus que la continuité, une démonstration plus longue, mais

([3]) *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 2124-2127; **203**, 1936, p. 292-294; **204**, 1937, p. 628-630.

([4]) *J. Éc. Poly.*, 3e série, **144**, 1938, p. 35-158 et 176-226; début d'un autre travail, *ibid.*, **145**, 1939, p. 55-84.

([5]) *Ann. scient. Éc. Norm. sup.*, **54**, 1937, p. 293-294, à rapprocher des travaux cités dans la note ([3]).

analogue, peut être donnée en se servant d'une fonction de Green au sens élargi.

La même méthode ne réussit pas pour les questions analogues relatives aux équations du type elliptique à au moins trois variables, quand la direction dans laquelle doit être dérivée l'inconnue en au moins un point Y_0 de la frontière, est tangente à cette frontière. La méthode introduit bien une équation à intégrale principale, mais la fonction complexe nommée T dans la théorie générale ([3]) et relative à Y_0 s'annule pour certaines positions du second point dont elle dépend (ces positions de nullité sont indépendantes des choix qui interviennent dans la formation de l'équation intégrale); le procédé échoue donc, puisqu'on ne sait traiter les équations à intégrales principales que quand la fonction T ne s'annule jamais.

LITHOLOGIE. — *La leverriérite des formations latéritiques de l'Afrique Occidentale française.* Note de MM. **Jacques de Lapparent** et **Raymond Hocart.**

L'un de nous a montré que la leverriérite est un édifice épitaxique réalisé par l'association régulière de lamelles de mica blanc et de kaolinite ([1]).

Nous venons de la retrouver comme produit de la latéritisation des schistes anciens de Guinée dans la région du district aurifère de Siguiri.

Les études de M. A. Lacroix ([2]) et de M. H. Arsandaux ([3]) sur les latérites de ces régions ont jadis apporté la preuve que les micaschistes de Fatoya s'étaient partiellement transformés en une matière dont la composition est celle d'un mélange de mica blanc et de kaolinite. Ce mélange forme des roches qui, quand elles sont le plus pures, sont blanches et offrent un toucher onctueux. L'analyse chimique de l'une d'elles (Raoult) nous a permis d'inférer qu'elle contenait 55 pour 100 de mica et 38 pour 100 de kaolinite; le reste étant représenté par Fe^2O^3, TiO^2 et silice libre.

([1]) *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 669, et *Bull. Soc. fr. de Minéral.*, **58**, 1935, p. 262.

([2]) *Nouvelles Archives du Muséum d'Hist. nat.*, 5e série, **5**, 1913, p. 255-352.

([3]) *Bull. Soc. fr. de Minéral.*, **36**, 1913, p. 70-110.

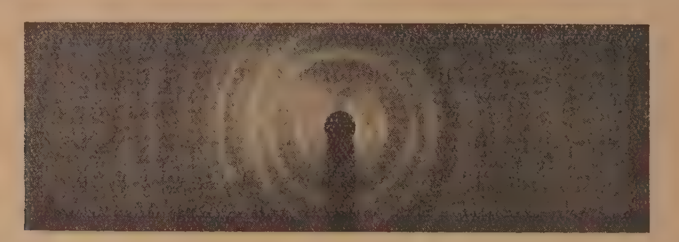
Cependant l'examen microcospique nous révélait l'homogénéité apparente de la phyllite, qui consiste en petites lamelles n'excédant pas $0^{mm},03$ de longueur et $0^{mm},015$ d'épaisseur, et dont la biréfringence maxima est de l'ordre de 0,025. En lumière convergente on voit que ces lamelles sont uniaxes négatives, l'axe étant perpendiculaire au plan de la lamelle.

D'autre part, les radiogrammes Debye-Scherrer montrent nettement la coexistence des lignes caractéristiques tant de la kaolinite que du mica : en particulier les lignes de grands interespaces à 7 et 10 Å et celles de leurs harmoniques à 3,5 et à 3,3; ces dernières témoignant de l'harmonique 2 pour la kaolinite et de l'harmonique 3 pour le mica.

Dans le cas d'une épitaxie correspondant à une orientation identique des lamelles biaxes de mica et de kaolinite, l'uniaxie de l'édifice s'explique par le croisement du plan des axes optiques que l'on sait être parallèle à 010 dans la kaolinite et perpendiculaire à cette direction dans le mica.

Nous avons retrouvé en outre la leverriérite dans les grès de Bandiagara (Soudan), immédiatement au contact des lambeaux d'anciennes latérites gréseuses plaquées sur les parties hautes de la surface du plateau.

Les grès dont il s'agit sont blancs, et, dans les intervalles de leurs grains de quartz, se tient une substance blanche ou légèrement rosée, à éclat nacré. L'examen microscopique montre qu'il s'agit encore d'une phyllite d'apparence homogène dont la biréfringence est intermédiaire entre celle du mica blanc et celle de la kaolinite, et qui est, comme dans le cas précédent, uniaxe négative. Les lamelles de cette phyllite forment tantôt des



Radiogramme Debye-Scherrer de la leverriérite des grès de Bandiagara montrant l'association des lignes de la kaolinite aux lignes du mica blanc.

houpettes, tantôt des vermiculures. Le test des rayons X révèle aussi qu'elles consistent en groupements de kaolinite et de muscovite (*fig.*).

La latérite qui surmonte ces grès à leverriérite est gibbsitique. On voit que la gibbsite y tient, partiellement ou complètement, la place des grains

de quartz suivant un mode mis en évidence par M. E. de Chételat dans son travail sur le Modelé latéritique de l'Ouest de la Guinée française [3].

Cette latérite, de couleur rouge, montre l'association de ses grains de quartz à un amas perlitique de nature halloysitique chargé de la classique poussière de rutile et d'anatase. Elle représente, selon toute vraisemblance, les vestiges d'un épandage argilo-sableux opéré à une époque antérieure au creusement des vallées et dont le quartz résulte du lavage du grès lui-même.

Il n'est pas sans intérêt, croyons-nous, de souligner que la leverriérite, substance essentiellement kaolinique, est développée, dans les formations latéritiques envisagées, à un horizon situé au-dessous de celui qui correspond à la gibbsite. C'est là un fait qui se révèle général pour toutes les formations bauxitiques dont l'évolution s'est poursuivie au-dessus du niveau des eaux; l'inverse s'étant produit quand les formations bauxitiques tendaient à la subsidence. Mais, si l'on peut penser, d'autre part, que le silicate d'alumine et l'hydroxyde ont pour origine la décomposition du même ensemble de silicates basiques, on ne saurait admettre, vu le mode de présentation de la gibbsite et celui de la leverriérite, que la première se soit formée aux dépens de la seconde.

M. **Charles Pérez** fait hommage à l'Académie des fascicules 15 et 16 des *Travaux de la Station biologique de Roscoff*, publiés sous sa direction.

NOMINATIONS.

M. G. **Perrier** est désigné pour la présidence de la neuvième *Conférence générale des poids et mesures*, qui se réunira à Paris, en octobre 1939.

ÉLECTIONS.

L'Académie procède par la voie du scrutin à l'élection d'un Membre de la Section de Chimie en remplacement de M. *G. Urbain* décédé.

([3]) *Revue de Géographie physique*, **11**, 1938, p. 1-120.

Le nombre de votants étant 57,

M. Marc Tiffeneau obtient	....	44 suffrages
M. Pierre Jolibois »	....	6 »
M. Paul Pascal »	....	5 »
M. André Wahl »	....	1 »

Il y a 1 bulletin nul.

M. **Marc Tiffeneau**, ayant réuni la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation de M. le Président de la République.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Marcel A. J. Couturier. *Le Chamois* (présenté par M. E.-L. Bouvier).

2° *Compte rendu définitif de la VIIIe Assemblée de l'Institut International de Recherches Betteravières* réunie à Bruxelles les 26, 27 et 28 janvier 1938 (présenté par M. H. Colin).

THÉORIE DES NOMBRES. — *Sur le théorème de Fermat.* Note de M. **Marc Krasner**, présentée par M. Jacques Hadamard.

1. Soit k le corps de nombres rationnels ou un corps quadratique imaginaire dont le nombre de classes d'idéaux (au sens absolu) est premier à un entier impair donné n et qui, de plus, n'est pas le corps de $\sqrt{-2}$ quand $n \equiv 0 \pmod 3$. Soit (x, y, z) une solution de l'équation

$$x^n + y^n + z^n = 0 \tag{1}$$

en nombres entiers de k, telle que $xyz \neq 0$. Alors, visiblement, les nombres de k

$$r = -x^n : z^n, \quad \lambda = xy : z^2 \neq 0$$

satisfont à l'équation

$$r(1-r) = \lambda^n. \tag{2}$$

Inversement, soit (r, λ) une solution de l'équation (2) en nombres de k,

telle que $\lambda \neq 0$. Soit $(r) = A : C$, où A et C sont des idéaux entiers de k premiers entre eux. Soit D un idéal entier de la classe inverse à celle de A (et de C). Alors r peut être mis sous la forme $\alpha : \gamma$, où α et γ sont des entiers de k dont le p.g.c.d. est D. Donc, D est aussi le p.g.c.d. de $\gamma - \alpha$ avec α et de $\gamma - \alpha$ avec γ. Donc, $(1 - r) = (\gamma - \alpha) : (\gamma)$ peut être mis sous la forme B : C, où B est un idéal entier de k premier avec A et avec C, et l'on a $(\lambda)^n = (r)(1 - r) = AB : C^2$. Mais ceci ne peut avoir lieu que si chacun des idéaux A, B, C, donc aussi les idéaux principaux $(r) = A : C$ et $(1 - r) = B : C$ sont des puissances $n^{\text{ièmes}}$ des idéaux de k. Le nombre de classes d'idéaux de k et les degrés des racines de l'unité de k (qui sont les seules unités de k) étant, en vertu des hypothèses faites sur k, premiers à n, il existe, dans ce cas, des nombres u et v de k $(uv \neq 0)$ tels que $r = u^n$, $1 - r = v^n$. Si $z \neq 0$ est un entier de k tel que uz soit entier,

$$(x = -uz, \ y = -vz, \ z)$$

est une solution de (1) en nombres entiers de k, telle que $xyz \neq 0$.

Donc *l'équation* (1) *possède des solutions* (x, y, z), $xyz \neq 0$ *en nombres entiers de k si, et seulement si l'équation* (2) *possède des solutions* (r, λ), $\lambda \neq 0$, *en nombres de k.*

Il est à remarquer que, si l'on pose $r = 2u - 1$, on obtient l'équation hyperelliptique

$$u^2 = 1 - 4\lambda^n \tag{3}$$

équivalente à (2).

Conséquence. — λ étant un nombre rationnel tel que $\lambda > 2^{-\frac{2}{n}}$, si le corps de $\sqrt{1 - 4\lambda^n}$ a le nombre de classes d'idéaux premier à n, l'équation (1) a des solutions entières (x, y, z), $xyz \neq 0$, dans k. Or M. Fueter[1] avait prouvé que, pour $n = 3$ et pour λ de la forme $3^{2\mu}\lambda_1$ $(\mu \neq 0)$, avec $\lambda_1 \equiv \pm 1$ ou $\lambda_1 \equiv -1 \pmod 3$ suivant que $\mu > 0$ ou $\mu < 0$, ceci ne peut se produire que si le nombre de classes d'idéaux de k se divise par 3. Donc *le nombre de classes d'idéaux du corps de* $\sqrt{-m}$ *pour tout m de la forme* $4\lambda^3 - 1$, *où* λ *est un nombre rationnel* $> 2^{-\frac{2}{3}}$, *de la forme indiquée plus haut, est divisible par* 3.

2. Bornons-nous maintenant au cas où k est le corps de nombres rationnels et où n est premier. (x, y, z), $xyz \neq 0$, étant une solution entière

(1) *Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss. zu Heidelberg*, A, 4, *Abh.*, 25, 1913, p. 1-25.

de (1), où l'on suppose x, y, z premiers entre eux, les nombres entiers, premiers entre eux deux à deux,

$$z, \quad M = xy, \quad w = x^n - y^n \quad (zM \neq 0).$$

satisfont, visiblement, à l'équation

$$z^{2n} - 4M^n = w^2, \tag{4}$$

qui est, d'ailleurs, équivalente à l'équation (1), parce que $u = w : z^2$ et $\lambda = M : z^2$ satisfont à l'équation (3).

Désignons par ρ la détermination réelle de $\sqrt[n]{2}$, et désignons par ε une racine $n^{\text{ième}}$ primitive de l'unité. Supposons que la solution (x, y, z) de (1) ait été écrite de telle manière que $x \not\equiv y \pmod{n}$, donc $w \not\equiv 0 \pmod{n}$. w^2 est alors le produit de deux entiers du corps $k(\rho)$, $\alpha = z^2 - \rho^2 M$ et $\beta = \Pi(z^2 - \varepsilon^{2i}\rho^2 M)$, où le produit est étendu à tous les $i = 1, 2, \ldots, \ldots, n-1$. Or, le p. g. c. d. de α et d'un

$$\alpha_i = z^2 - \varepsilon^{2i}\rho^2 M \qquad (i = 1, 2, \ldots, \ldots, n-1)$$

doit diviser $\alpha - \alpha_i = (\varepsilon^{2i} - 1)\rho^2 M$. Mais w, donc aussi α, est premier à M et, en vertu de l'hypothèse faite, au diviseur $\varepsilon^{2i} - 1$ de p. Donc le p. g. c. d. de α et de α_i, donc aussi celui de α et β, est une puissance de ρ. Si z est impair, w l'est aussi et ce p. g. c. d. est (1). Si z est pair, M est impair et ce p. g. c. d. est (ρ^2). Il est donc toujours de la forme $(\rho)^{2j}$ $(j = 0, 1)$. Donc, si

$$(\alpha) = P^\star(\rho)^{2j}, \qquad (\beta) = Q^\star(\rho)^{2j},$$

$P^\star$ et $Q^\star$ sont des idéaux entiers de $k(\rho)$ premiers entre eux, et l'on a

$$(\rho)^{4j} P^\star Q^\star = (w)^2.$$

Ceci exige que $P^\star$ et $Q^\star$ soient les carrés des idéaux de $k(\rho)$, donc $\rho^{2j}P^\star$ est aussi le carré d'un idéal P de $k(\rho)$, et l'on a

$$(\alpha) = (z^2 - \rho^2 M) = P^2. \tag{5}$$

De plus, puisque $w^2 > 0$, on a manifestement

$$\alpha = z^2 - \rho^2 M > 0. \tag{6}$$

Supposons que, inversement, on puisse trouver deux entiers rationnels z, M $(zM \neq 0)$ et un idéal P du corps $k(\rho)$ qui satisfont aux conditions (5) et (6). Alors, si (w) est la norme de $k(\rho)$ à k de l'idéal P, on a, en vertu de (5), $[N_{k(\rho)/k}(w)] = (z^{2n} - 4M^n) = (w)^2$, donc $z^{2n} - 4M^n = \pm w^2$. Mais en

vertu de (6), $z^{2n} - 4M^n > 0$, donc ne peut pas être de la forme $-w^2$. Donc l'équation (4) a des solutions entières telles que $zM \neq 0$, et l'équation (1) en possède telles que $xyz \neq 0$. Donc *l'équation* (1) *a des solutions entières* (x, y, z) *telles que* $xyz \neq 0$ *si, et seulement si l'on peut trouver des entiers rationnels* z, M ($zM \neq 0$) *et un idéal* P *du corps* $k(\rho)$ *satisfaisant aux conditions* (5) *et* (6).

STATISTIQUE. — *La durée de retour, mesure de l'indépendance.* Note de M. **Émile-Jules Gumbel**, présentée par M. Émile Borel.

Pour une variable x de probabilité $W(x)$ soumise à n observations de distances régulières, on définit comme durée moyenne de retour $\bar{F}(x)$ la distance moyenne entre deux observations successives surpassant x, une telle grandeur n'étant pas observée entre les deux observations. Si les observations sont faites sur des événements indépendants et si l'on prend la distance entre deux observations successives comme unité de temps, on obtient

$$(1) \qquad \bar{F}(x) = 1 : [1 - W(x)],$$

grandeur indépendante de l'ordre chronologique. En partant de cet ordre observé, et en calculant la distance totale entre la première et la dernière observation surpassant x divisée par le nombre des distances entre toutes les observations surpassant x, on obtient

$$''\bar{F}(x) = (n - 1 - {}'k - k') : [n - 1 - n'W(x)],$$

où $n'W(x)$ représente la courbe en échelle observée. La première valeur surpassant x est la ${}'k^{\text{ième}}$ dans l'ordre chronologique, et la première valeur dans l'ordre inverse est la $k'^{\text{ième}}$. Mais ce quotient ne dépend que de l'ordre chronologique de la première et de la dernière valeur. Il se distingue de (1) d'une façon systématique, même si ${}'k = k' = 0$ et si toutes les fréquences ${}'W(x)$ sont égales aux probabilités $W(x)$. Voilà pourquoi nous préférons comparer la valeur théorique (1) à la valeur correspondante

$$(2) \qquad {}'\bar{F}(x) = n : (n - m)$$

considérée comme durée de retour moyenne observée, $m = n'W(x)$ étant la valeur de position [1] prise dans l'ordre non décroissant. On suppose

[1] E. J. Gumbel, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 149.

donc que l'unité de temps se soit écoulée depuis l'instant initial jusqu'à la première observation dans l'ordre chronologique. A la première valeur, dans l'ordre non décroissant, ${}_1x$ correspond la durée moyenne observée ${}'\overline{\mathrm{F}}({}_1x) = n : n-1$, à l'avant-dernière $\underset{n-1}{x}$ correspond ${}'\overline{\mathrm{F}}\left(\underset{n-1}{x}\right) = n$. On peut attribuer à toute valeur observée (exception faite à la dernière qui est seule) sa durée moyenne de retour (2). En conservant la moyenne arithmétique dans la détermination des constantes, les deux courbes $x, \overline{\mathrm{F}}(x)$ et $x_0\, {}'\mathrm{F}(x)$ doivent osciller l'une autour de l'autre si les observations sont indépendantes. Les expressions (1) et (2) ne dépendent pas de l'ordre chronologique. Leur comparaison entre dans la catégorie logique des critères usuels en statistique.

Si les durées moyennes calculées suivant (2) pour des petites valeurs de x sont inférieures (ou supérieures) aux nombres théoriques, il existe une différence systématique entre la probabilité $\mathrm{W}(x)$ et les fréquences ${}'\mathrm{W}(x)$, à savoir une attraction (ou répulsion) pour des petites valeurs de la variable, et une répulsion (ou attraction) pour les grandes.

Pour contrôler l'accord, on pourrait calculer l'écart type de la durée moyenne de retour $\sigma(\overline{\mathrm{F}})$ ou l'écart probable de la distribution des durées. Mais la probabilité pour que la moyenne soit contenue dans l'intervalle $\overline{\mathrm{F}} \mp \sigma(\overline{\mathrm{F}})$ dépend de x. D'autre part la moyenne n'est pas nécessairement contenue entre les deux quartils. Il est donc préférable d'attribuer à chaque valeur x son écart type s_x en considérant x comme une $m^{\text{ième}}$ valeur [2].

Pour les distributions soumises à la règle de l'Hopital, on obtient d'une façon asymptotique

$$\overline{\mathrm{F}}(x) = -\frac{d \log w(x)}{dx\, w(x)}. \tag{3}$$

La distribution de Gauss, par exemple, conduit à

$$\lim_{x=\infty} \lg \overline{\mathrm{F}}(x) = x^2. \tag{3'}$$

Pour la distribution exponentielle qui régit les distances entre les émissions radioactives, on obtient la droite

$$x = \bar{x} \lg \overline{\mathrm{F}}(x). \tag{4}$$

---

[2] E.-J. Gumbel, *Comptes rendus*, **199**, 1934, p. 1173.

Pour contrôler le cours des distances moyennes observées, on attribue à x les écarts types des $m^{\text{ièmes}}$ valeurs d'une distribution exponentielle ([3]). Ainsi l'on possède un moyen efficace et des plus simples pour décider la question de savoir s'il existe une dépendance entre les émissions radioactives.

GÉOMÉTRIE ALGÉBRIQUE. — *Sur l'indice de Kronecker et les correspondances algébriques entre courbes.* Note ([1]) de M. **Salvatore Cherubino**, présentée par M. Élie Cartan.

Il est bien connu (Lefschetz, Severi) que l'indice de Kronecker donne lieu aux propriétés fondamentales des correspondances sur les variétés algébriques. Pour les courbes, on peut tirer de cette notion, d'une façon tout à fait élémentaire et directe, d'autres conséquences et des résultats nouveaux.

Une première propriété, ayant beaucoup d'analogie avec un théorème de M. Lefschetz, nous dit que, si l'indice de Kronecker $[\sigma.\tau]$ de deux cycles σ, τ tracés sur la surface de Riemann R d'une courbe C est un entier positif k (ou négatif $-k$), il existe deux cycles σ', τ', homologues à σ et τ, se rencontrant en k points seulement. Et l'on peut choisir, d'une façon déterminée, ces k points parmi ceux de rencontre de σ et τ.

Cela posé, considérons deux courbes C et D de même genre $p > 1$. A toute correspondance algébrique $\mathfrak{T}$ entre elles (et à son inverse $\mathfrak{T}^{-1}$), on peut associer, suivant M. Hurwitz, deux matrices T et T* d'entiers caractéristiques, d'ordre $2p$, qui satisfont aux relations

$$\pi\omega = \Omega T_{-1}, \qquad \pi^*\Omega = \omega T^*_{-1},$$

ω, Ω étant les tableaux des périodes normales de p intégrales abéliennes indépendantes des deux courbes, et π, π^* étant des matrices complexes, d'ordre p.

Alors, si γ_r, γ_{p+r} $(r = 1, 2, \ldots, p)$ sont des rétrosections sur la surface R de C, γ'_r, γ'_{p+r} les cycles correspondants selon $\mathfrak{T}$ sur la surface de Riemann R' de D, on a

$$\|[\gamma'_r \cdot \gamma'_s]\| = TI_0T_{-1} = TT^*I_0, \qquad I_0 = \left(\begin{array}{c|c} 0 & I \\ \hline \bar{I} & 0 \end{array}\right),$$

([3]) E.-J. Gumbel, *Journal de Physique*, 7e série, 8, 1937, p. 321.

([1]) Séance du 1er mai 1939.

en indiquant par I la matrice identique d'ordre p et par o la matrice zéro de même ordre.

En approfondissant l'examen de l'indice $[\gamma'_r . \gamma'_s]$, on trouve, si $s \neq p + r$, $r \neq p + s$, qu'il vaut zéro, c'est-à-dire que *le produit* TT* *est une matrice diagonale*. Cependant, cela arrive, en général, seulement avec un choix convenable des rétrosections γ_r, γ_{p+r}.

Si la courbe C ne possède pas de systèmes réguliers d'intégrales réductibles, le produit TT* est scalaire. Cela revient à dire que les correspondances définies sur C par ce produit sont à valeur (*Werthigkeit*).

Lorsque les deux courbes C et D sont liées par une correspondance birationnelle et que cette correspondance existe dans la classe de $\mathfrak{T}$, TT* est nécessairement l'identité I_{2p}. Réciproquement, si $TI_0T_{-1} = I_0$, on peut construire topologiquement, en appliquant les remarques faites ci-dessus, une correspondance univoque de C à D que l'on reconnaît être birationnelle. Cette correspondance va appartenir à la classe de $\mathfrak{T}$, ou bien à la classe opposée (²), ou bien encore, si elle existe, à une classe définie par la matrice d'entiers caractéristiques T, après y avoir changé le signe d'un ou de plusieurs couples de lignes éloignées de p rangs. Il peut arriver, par exception, que des transformations birationnelles apparaissent dans deux de ces classes.

Du fait que le produit TT* est diagonal on tire le théorème suivant :

Deux courbes algébriques liées par une correspondance non spéciale d'indices finis et donnant lieu sur l'une d'elles à une série γ^1_n *sont birationnellement identiques alors que la série* γ^r_{rn}, *obtenue en réunissant r à r les groupes de* γ^1_n, *possède* $\binom{p}{r}$ *groupes appartenant à une série linéaire* $g^{r(n-1)}_{r(n+1)+p}$ *non spéciale* (³).

On trouve aussi que si les racines caractéristiques de la matrice TT* ne sont pas toutes égales (c'est-à-dire si TT* n'est pas scalaire), on a, sur la surface R, une ligne qui détruit sa connexion : sur cette ligne vont s'annuler les jacobiens qui donnent un signe aux points de rencontre des cycles de R et R′ qui se correspondent selon $\mathfrak{T}$.

Pour la validité de la démonstration que TT* devient matrice diagonale, il est nécessaire, en général, que les indices de $\mathfrak{T}$ soient finis (tous les deux).

(²) Cela était connu de M. Torelli (1913) et de M. Connessatti (1915).

(³) Pour $r = 1$, on a un théorème fondamental de M. R. Torelli (*Rend. Lincei*, **22**, 1913, p. 98).

Cette remarque fournit une explication du fait (connu de M. Humbert) que deux courbes algébriques, de même genre $p > 1$, dont les groupes de p points se correspondent biunivoquement et algébriquement (c'est-à-dire ayant même variété de Jacobi) ne sont pas nécessairement birationnellement identiques.

Cela signifie que deux courbes à matrices de périodes normales équivalentes (Scorza) sont birationnellement identiques, pourvu que l'équivalence considérée définisse une correspondance dont les indices sont finis.

Ces remarques donnent encore lieu à d'intéressantes considérations, qui vont s'ajouter à celle, fondamentale, de M. Scorza (1918) sur les causes de différence entre la géométrie sur les courbes algébriques et sur les variétés abéliennes.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les valeurs limites des fonctions analytiques de deux variables complexes dans les domaines possédant une surface frontière remarquable.* Note de M. **Lipman Bers**, présentée par M. Paul Montel.

En utilisant la théorie des domaines possédant une surface frontière remarquable, développée par M. Bergmann, nous avons donné dans une Note récente [1] une représentation intégrale pour certaines fonctions biharmoniques dans un domaine $\mathfrak{M}^4$ possédant une surface frontière remarquable $\mathfrak{F}^2$. Grâce à cette représentation nous pouvons indiquer ici quelques théorèmes sur les valeurs limites des fonctions analytiques $f(z_1, z_2)$, $\{z_1, z_2\} \in \mathfrak{M}^4$. Soit $p(z_1, z_2)$ une fonction définie dans $\mathfrak{M}^4$. Nous disons qu'elle possède une *limite angulaire uniforme* P en un point $\{\vartheta, \lambda\}$ $(\{h(e^{i\vartheta}, \lambda), e^{i\vartheta}\} \in \mathfrak{F}^2)$, si l'on a uniformément

$$\lim_{\{z_1, z_2\} \to \{h(e^{i\vartheta}, \lambda), e^{i\vartheta}\}} p(z_1, z_2) = \mathrm{P}$$

pour

$$|\arg[z_1 - h(z_2, \lambda)] - n(z_2, \lambda)| \leq \alpha, \quad |\arg(z_2 - e^{i\vartheta}) - \vartheta| \leq \alpha \quad \left(\alpha < \frac{\pi}{2}\right).$$

Théorème I. — *Une fonction* $\mathrm{U}(z_1, z_2)$, $\{z_1, z_2\} \in \mathfrak{M}^4$, *représentable sous*

---

(1) *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1273-1275. Nous renvoyons à cette Note pour les notations et les définitions.

la forme

(1) $$U(z_1, z_2) = \int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} \Omega(z_1, z_2; \vartheta, \lambda)\, d\omega(e_{\vartheta\lambda}).$$

$\omega(e)$ *étant une fonction d'ensemble absolument continue, possède en chaque point* $\{\theta, \Lambda\}$, *où* ω *admet une dérivée finie* $g(\theta, \Lambda)$ [2], *une limite angulaire uniforme, égale à* $g(\theta, \Lambda)$ [3].

Corollaire. — Une fonction $f(z_1, z_2)$, analytique et bornée dans $\mathfrak{M}^4$, qui est donc, d'après le corollaire du théorème II de notre Note précédente, représentable sous la forme

$$f(z_1, z_2) = \int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} \Omega(z_1, z_2; \vartheta, \lambda)\, F(\vartheta, \lambda)\, d\vartheta\, d\lambda$$

[$F(\vartheta, \lambda)$ complexe borné et mesurable], possède presque partout sur $\mathcal{F}^2$ la limite angulaire uniforme $F(\vartheta, \lambda)$.

THÉORÈME II. — *Soit* $f(z_1, z_2)$ *analytique et borné dans* $\mathfrak{M}^4$. *Si la limite angulaire de* $|f|$ *est presque partout sur* $\mathcal{F}^2$ $\leqq \varphi(\vartheta, \lambda)$, *on a*

$$\log|f(z_1, z_2)| \leqq \int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} \Omega(z_1, z_2; \vartheta, \lambda) \log\varphi(\vartheta, \lambda)\, d\vartheta\, d\lambda \quad [4].$$

THÉORÈME III. — *Si, en chaque point d'un sous-ensemble de* $\mathcal{F}^2$ *de mesure*

---

(2) Ce qui a lieu presque partout.

(3) Ce théorème généralise le théorème classique de Fatou. MM. Bergmann et Marcinkiewicz ont démontré [*Comptes rendus*, 208, 1939, p. 877-879 (*Fund. Math.*, 33, 1939, p. 75-96)] l'existence, presque partout sur $\mathcal{F}^2$, des limites angulaires d'une fonction biharmonique $U(z_1, z_2)$, $\{z_1, z_2\} \in \mathfrak{M}^4$, satisfaisant à la condition

(H_p) $$\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} |U[r_1 h(r_2 e^{i\vartheta}, \lambda), r_2 e^{i\vartheta}]^p|\, d\vartheta\, d\lambda < M < \infty \qquad (0 < r_k < 1)$$

($p > 1$.) Remarquons que la classe des fonctions indiquée dans le théorème I comprend aussi bien des fonctions biharmoniques ne satisfaisant pas à la condition (H_p) que des fonctions non biharmoniques (cf. la référence 4 de la Note précédente); d'autre part, chaque fonction biharmonique satisfaisant à (H_p) est, d'après notre Note précédente, représentable sous la forme (1).

(4) Pour le cas où f est régulière dans $\overline{\mathfrak{M}^4}$ (fermé), ce théorème a été démontré par M. BERGMANN [cf. *Compos. Math.*, 6, 1939, p. 305-335, la formule (6.7)].

positive, la limite angulaire d'une fonction $f(z_1, z_2)$ analytique et bornée dans $\mathfrak{M}^4$, s'annule, on a $f \equiv 0$ (5).

Corollaire. — Si l'on a $f(z_1, z_2) = g_1(z_1, z_2)/g_2(z_1, z_2)$ (g_1 et g_2 analytiques et bornés dans $\mathfrak{M}^4$), f possède presque partout sur $\mathfrak{F}^2$ des limites angulaires uniformes finies. Si ces limites sont constantes sur un sous-ensemble de $\mathfrak{F}^2$ de mesure positive, f est une constante.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Influence du mouvement périodique transversal du bord d'attaque d'une aile d'avion sur la réaction exercée par le fluide.* Note (1) de M. **Henri Guillemet**, présentée par M. Émile-Georges Barrillon.

Introduction. — Les travaux de M. F. Budig (2) ont mis en évidence les effets de l'attaque oblique, ou dérapage, sur la réaction F subie par une aile d'avion.

Si l'on considère la projection F_c de F sur la corde du profil, pour certaines valeurs de l'incidence ι, F_c est dirigée vers le bord d'attaque donc susceptible de jouer un rôle *moteur* si le déplacement parallèle à la corde est mécaniquement possible pour l'aile. Or l'attaque oblique peut augmenter notablement la valeur de F_c, la doubler par exemple pour une incidence de 30° et un dérapage de 45° (3).

Les expériences rapportées ont pour but de vérifier si ces effets se retrouvent dans le cas où seul le bord d'attaque de l'aile est attaqué obliquement, du fait qu'il est animé d'un mouvement de translation alternatif périodique parallèlement à l'envergure, tandis que l'aile solidaire du chariot d'expériences est remorquée en translation uniforme à travers l'eau calme du canal hydrodynamique (4).

Le mouvement périodique du bord d'attaque (que nous appellerons pour abréger *agitation*) de fréquence n et d'amplitude a, donne pour la vitesse moyenne transversale du bord d'attaque $v = 4na$. Si la vitesse de transla-

(5) Ce théorème donne une généralisation du théorème de MM. F. et M. Riesz au cas de deux variables complexes et de domaines du type considéré.

(1) Séance du 1er mai 1939.

(2) *Zeits. für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt*, 1930, n° 10, p. 245-249.

(3) R. Rebuffet, *La Technique aéronautique*, 2e trimestre 1937, n° 144, p. 118-133.

(4) A. Martinot-Lagarde, *L'Aéronautique*, octobre 1934, n° 185, p. 236.

tion est V nous caractériserons l'expérience par le paramètre d'agitation $\alpha = na/V$ proportionnel à la tangente moyenne de l'angle de dérapage.

Expériences. — Les essais ont été menés à vitesse uniforme, pour des nombres de Reynolds voisins de 125000. Les valeurs de α varient de 0 à 0,36.

L'aile d'envergure $b = 0^m,94$, de profondeur $l = 0^m,255$, plonge verticalement dans le bassin, l'extrémité inférieure arrivant à $0^m,25$ du fond. Le bord d'attaque mobile intéresse le $1/5^e$ de l'aile en profondeur et toute l'envergure. Une plaque de garde élimine la résistance des vagues.

F_c elle-même est d'abord enregistrée pour une série d'incidences allant de -5 à $+35°$; dans un autre groupe d'expériences, la traînée est enregistrée à son tour. En raison des phénomènes de décollement, des variations notables des forces mesurées peuvent se produire à incidence constante si celle-ci dépasse 14°; les valeurs moyennes sont alors seules retenues.

Résultats. — 1° A la précision des mesures (écart relatif égal au maximum à 1/20) la traînée n'est pas influencée par l'agitation du bord d'attaque;

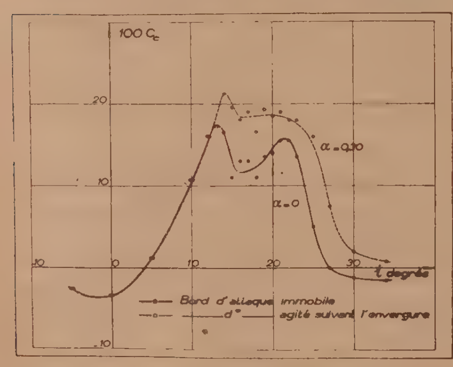


Fig. 1.

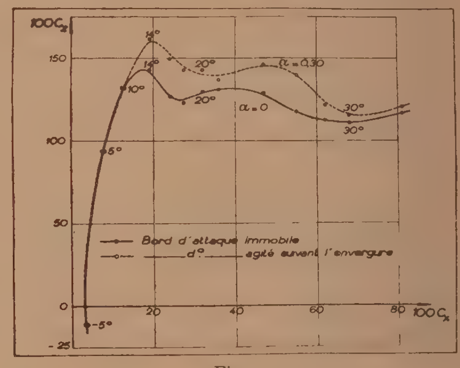


Fig. 2.

pour plusieurs expériences la modification serait plutôt dans le sens d'une légère diminution.

2° Par contre l'influence de l'agitation sur F_c est sensible pour les incidences supérieures à 14°; l'augmentation absolue du coefficient sans dimensions $C_c = 2F_c/bl\rho V^2$ (ρ masse spécifique du fluide) qui atteint 0,07 ($i = 16°$) et même 0,10 ($i = 26°$) pour $\alpha = 0,30$, est mise en évidence sur le graphique de la figure 1.

Remarques. — 1° Si l'on calcule le coefficient de portance C_z de l'aile, on

constate que l'agitation du bord d'attaque crée pour les incidences comprises entre 14 et 35°, une nette augmentation de C_z mise en évidence par la comparaison des polaires (*fig.* 2).

La majoration de C_z au voisinage du maximum atteint près de 20 pour 100. Le bord d'attaque mobile fonctionne donc en *dispositif hypersustentateur*.

2° Pour l'intervalle des valeurs de α explorées, de 0 à 0,36, les effets de l'agitation croissent en même temps que α. Il est à penser que les résultats peuvent encore être améliorés en faisant varier ce paramètre au delà de 0,36.

DYNAMIQUE DES FLUIDES. — *Sur l'écoulement permanent limite d'un courant d'air autour d'une source.* Note de MM. **René Leduc** et **Jean Villey**, présentée par M. Henri Villat.

Nous avons analysé [1] la réaction F subie par un solide-source S immobilisé dans un courant d'air, en étudiant le système matériel $(S+G)$ constitué par ce solide et par toute la masse gazeuse G qu'il a émise (avec l'hypothèse schématique, que le gaz émis G ne se mélange pas au courant d'air A). La surface fermée Σ qui limite ce système se déforme sans cesse en augmentant de volume vers l'aval : l'écoulement n'est donc jamais permanent.

Toutefois Σ prend vers l'aval la forme d'un cylindre qui s'allonge indéfiniment lorsque la vitesse d'écoulement de G y devient uniforme ; l'écoulement général tend vers un écoulement permanent limite si la vitesse V_0 à l'infini du courant d'air A reste constante.

On ne peut plus alors étudier directement le système matériel $(S+G)$ qui deviendrait un système à masse infinie. Mais les résultats que nous avons obtenus relativement à la réaction exercée sur S par le support qui l'immobilise se conservent au cours de l'évolution progressive de la surface Σ et doivent rester vrais à la limite.

On peut d'ailleurs aborder le problème directement et étudier par le calcul l'écoulement permanent si l'on connaît son potentiel de vitesses.

Nous envisagerons l'hypothèse où ce potentiel est égal à $(V_0 x - n/r)$; en appelant O le centre de la source S; Ox l'axe de révolution de l'écoulement, dirigé vers l'aval; r et α les coordonnées polaires d'un point M

---

(1) *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1130.

quelconque dans un plan méridien quelconque, Ox étant pris comme axe origine pour évaluer α. Ce potentiel est couramment utilisé pour assimiler l'écoulement autour d'un obstacle de révolution à la superposition d'un écoulement avec source et d'un écoulement avec puits.

Considérons alors le système matériel fini limité, à un instant donné, par une sphère Ω de centre O et de rayon r assez grand. Il englobe la source S, une certaine partie du gaz émis G et une certaine partie du courant d'air A. Le débit qui sort algébriquement de cette sphère Ω est indépendant de r et égal au débit m de la source S, car le courant d'air permanent A y donne un terme nul au total. En calculant ce débit par une intégration $\int_\Omega \rho V_r\, ds$ étendue à toute la surface Ω, on trouve $m = 4\pi n\rho$, si ρ désigne la densité du gaz supposée uniforme et de même valeur pour G et pour A.

Les forces extérieures appliquées au système considéré sont : la force Φ exercée par le support sur la source S, et la résultante $\mathcal{P}$ des pressions exercées par l'extérieur sur toute la sphère Ω.

Pour calculer $\mathcal{P}$, on évaluera la pression p en chaque point de la surface Ω. La compressibilité est pratiquement négligeable dans le domaine extérieur à Ω, et l'écoulement y est supposé sans décoordination ; on a alors $p - p_0 = \rho(V_0^2 - V^2)/2$, en appelant V la vitesse d'écoulement en M, et p_0, V_0 la pression et la vitesse uniformes à l'infini. On obtient ainsi très facilement, par $V^2 = V_r^2 + V_t^2$, le résultat

$$p = p_0 - \frac{\rho}{2}\left(2 V_0 \cos\alpha \frac{n}{r^2} + \frac{n^2}{r^4}\right).$$

En faisant alors la somme $\mathcal{P} = \int_\Omega (-p\, ds \cos\alpha)$ des projections sur Ox des forces élémentaires exercées par l'extérieur, on obtient

$$\mathcal{P} = \frac{4}{3}\pi n \rho V_0 = \frac{m V_0}{3}.$$

Nous devons égaler $(\Phi + \mathcal{P})$ à la vitesse de variation $\mathcal{R}$ de la quantité de mouvement, suivant le même axe Ox, du système actuellement limité par Ω. L'intégration $\mathcal{R} = \int_\Omega \rho V_r\, ds\, V_x$ donne facilement

$$\mathcal{R} = m V_0 + \frac{m V_0}{3},$$

et l'équation $\Phi + \mathcal{P} = \mathcal{R}$ donne alors

$$\Phi = mV_0 + \frac{mV_0}{3} - \frac{mV_0}{3} = mV_0 \quad (^2).$$

Si on libère la source S du support qui l'immobilise, de façon à envisager le problème du projectile-source, l'écoulement ne peut plus rester permanent par rapport à des axes attachés à ce projectile. L'accélération subie par celui-ci, sous l'action de la force $F = -\Phi$ que les gaz G exercent sur lui, donne en effet une vitesse relative à l'infini V_0 sans cesse croissante. A chacune de ces valeurs V_0 correspondrait, dans le problème de l'écoulement permanent limite autour de la source immobilisée, une surface de séparation Σ dont la section cylindrique terminale σ deviendrait de plus en plus étroite à mesure que l'on considère des valeurs V_0 plus élevées.

ASTROPHYSIQUE. — *Application des interférences à l'étude des spectres stellaires.* Note de MM. **Jean Dufay** et **Junior Gauzit**, présentée par M. Charles Fabry.

Les anneaux à l'infini des lames semi-argentées ont déjà servi, en astrophysique, à l'étude spectrale des sources à diamètre apparent sensible, comme le Soleil, les nébuleuses gazeuses et le ciel nocturne. Nous avons pensé que l'application de la même méthode interférentielle à la spectroscopie stellaire serait aussi très avantageuse et ne présenterait pas de grandes difficultés.

Pour donner des franges, les étalons interférentiels de Fabry et Perot doivent être traversés par des rayons d'incidences variées ([1]). Avec le faisceau parallèle provenant d'une étoile, on peut produire ces incidences

---

([2]) Considérons le système matériel limité à un instant donné par la partie de la surface Σ située en amont d'un certain plan $x = X$ et par la surface σ qu'elle découpe dans ce plan X. Prenons X assez grand pour couper ainsi Σ dans la région où elle est devenue cylindrique et où la vitesse d'écoulement est devenue pratiquement uniforme et égale à V_0. Alors la vitesse d'augmentation de la quantité de mouvement du système ainsi défini est mV_0, et l'équation $\Phi = mV_0$ entraîne que la résultante de toutes les pressions exercées par l'extérieur sur $(\Sigma + \sigma)$ est nulle. Ce résultat suppose d'ailleurs l'absence de décoordinations, que l'on sous-entend lorsque l'on admet un potentiel de vitesses.

([1]) Ces rayons peuvent être tous parallèles à un même plan, si l'on ne se propose pas d'observer des anneaux complets, mais leurs intersections par une droite.

successivement en faisant tourner le faisceau par rapport à l'étalon ou bien les obtenir simultanément en plaçant sur le faisceau parallèle un système optique convenable.

Voici l'une des manières les plus simples de réaliser le montage :

Un système afocal est constitué en associant une lentille convergente de quelques décimètres de distance focale à l'objectif d'une lunette astronomique (nous utilisons le sidérostat de l'Observatoire de Lyon, ouverture 32^{cm}, distance focale 640^{cm}). Le faisceau parallèle obtenu, plus étroit que le faisceau stellaire primitif, est reçu dans un spectrographe sans fente comprenant un prisme d'arête verticale et un objectif photographique. En intercalant entre le prisme et ce dernier objectif une lentille cylindrique dont l'axe est horizontal, puis l'étalon à lames semi-argentées, on obtient un spectre dont les raies coupent, chacune suivant une corde, leur propre système d'anneaux.

Comme notre spectrographe disperse peu (150 Å par millimètre vers H_γ), seules des raies d'absorption assez larges peuvent être observées. Il faut donc utiliser des étalons de faible épaisseur, qui donnent des anneaux de grand diamètre angulaire. En inclinant un peu l'étalon autour d'un axe horizontal, chaque raie, haute de 8^{mm}, coupe trois ou quatre anneaux. Le spectre continu lui-même est sillonné de fines cannelures légèrement courbes, bien visibles quand la différence de marche est petite; un léger déréglage du système afocal permet de les faire disparaître sans nuire à la netteté des anneaux [2].

L'appareil ainsi réalisé peut, dans bien des cas, remplacer un spectrographe très dispersif, qui serait moins lumineux, plus encombrant et plus coûteux. On peut dire en effet que l'étalon produit, parallèlement aux raies, une grande dispersion, variable à volonté, qui, dans nos mesures, a atteint couramment 2 à 4 Å par millimètre.

Comme première application, nous avons évalué la largeur des raies brillantes H_β, H_γ et H_δ dans le spectre de γ Cassiopée, en utilisant des étalons d'épaisseur diverses comprises entre 0,06 et 0^{mm},15. Les valeurs obtenues : 5,3, 4,3 et 3,8 Å respectivement, s'accordent fort bien avec les anciennes mesures de Curtiss : 5,1, 4,4 et 3,9 Å [3], faites sans interférences, dans des spectres beaucoup plus étalés.

---

[2] Les cannelures reparaissent pour un déréglage un peu plus grand; le phénomène est analogue à celui que donne l'élargissement de la fente dans le cas du spectre solaire (Ch. Fabry et H. Buisson, *Journal de Physique*, 4e série, **9**, 1910, p. 197).

[3] *Publications of the Observatory University of Michigan*, **2**, 1916, p. 23.

Nous avons aussi évalué, dans le spectre d'une dizaine d'étoiles, de divers types (de B 2 à M 0), la largeur d'un assez grand nombre de raies d'absorption appartenant à He I, H I, O II, Mg II, Ca I, Fe I, ... L'ensemble des mesures montre, le long de la série spectrale, une évolution de la largeur des raies parallèles à celle de leur intensité. Les largeurs mesurées sont comprises entre 1,6 et 8 Å.

Enfin nous avons cherché à mesurer avec précision les longueurs d'onde de quelques raies. A cet effet nous photographions, autour du spectre de l'étoile, les anneaux complets d'une raie du mercure. Il suffit de placer un diffuseur éclairé par cette raie devant le spectrographe, après avoir protégé par un petit écran escamotable la région de la plaque réservée au spectre stellaire. On peut ainsi comparer les diamètres des anneaux des raies stellaires à ceux de la raie du mercure. L'ordre d'interférence au centre est déterminé d'autre part sur des clichés auxiliaires par la méthode des excédents fractionnaires. La précision des mesures de longueurs d'onde, variable avec la largeur des raies, atteint actuellement quelques centièmes d'angström sur les raies les plus fines. Il est donc possible de mesurer ainsi des vitesses radiales, même avec un prisme-objectif.

En résumé, nos premiers essais montrent que la méthode interférentielle peut servir à la mesure précise des longueurs d'onde dans les spectres stellaires et à l'étude photométrique du contour des raies.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Une interprétation géométrique du spin.* Note (¹) de M. **Jean Mariani**, transmise par M. Louis de Broglie.

Nous avons précédemment indiqué une méthode de quantification des longueurs (²) qui conduit, dans le cas où l'espace intérieur aux particules élémentaires considérées est un espace elliptique, à substituer à la notion métrique de distance la notion correspondante de rapport anharmonique, suivant les procédés de Cayley; l'avantage de cette substitution est que le rapport anharmonique demeure univoque, alors que la distance perd dans le domaine considéré cette univocité; il est permis de se demander si, dans ce domaine, il n'est pas indispensable, pour l'interprétation des phénomènes physiques, de remplacer toutes les notions métriques par les notions

(¹) Séance du 24 avril 1939.

(²) *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 971.

projectives correspondantes, ce qui équivaut à un renoncement nouveau concernant l'emploi des notions usuelles de la géométrie métrique dans les espaces très petits.

En particulier, nous pouvons substituer à la notion métrique d'angle son correspondant projectif, comme nous avons fait pour la distance, et nous servir de cette substitution pour interpréter géométriquement un phénomène resté mystérieux, le spin des particules élémentaires.

Une telle substitution est donnée par la formule de Laguerre

$$V = \frac{1}{2i} \log \varphi; \tag{1}$$

qui fait correspondre à l'angle V le rapport anharmonique φ du faisceau de droites formé par les deux droites OD, OD′ qui déterminent l'angle V et les deux droites OI, OJ tangentes à l'absolu cayleyen qui peut se réduire au cercle imaginaire à l'infini; en généralisant les procédés de la mécanique ondulatoire, nous admettons que la détermination de la notion d'angle dans le cas des particules élémentaires doit être remplacée par celle de la fonction φ qui est supposée univoque, comme la fonction de Schrödinger, alors que l'angle a les déterminations

$$V = V_0 \pm m\pi; \tag{2}$$

en opérant comme dans notre précédente Note, on trouve que les conditions de quanta entraînées par cette univocité expriment que la période est un multiple entier de 2π; le nombre quantique est donc égal à $\pm 1/2$; ce n'est pas autre chose que le nombre quantique du spin.

On peut vérifier ce point en remarquant que, dans le domaine où la connaissance de la fonction φ doit être substituée à celle de l'angle V, les transformations qui conservent V, c'est-à-dire les transformations métriques de la géométrie usuelle, doivent être remplacées par celles qui conservent le rapport anharmonique φ; il est facile de les déterminer, en supposant pour simplifier que l'espace physique est l'espace euclidien, ce qui revient à ne pas faire entrer en ligne de compte le rayon de l'électron, et à retrouver les résultat de la mécanique ondulatoire.

Soit C un cercle de centre O, V l'angle au centre formé par deux droites D et D′ issues de O qui coupent le cercle en M_1 et M_2; le faisceau homographique formé par ces deux droites et les droites OI, OJ, formées en joignant le centre aux points cycliques du plan déterminent le rapport anharmonique φ qui est lié à l'angle V par la relation (1); les points du cercle

peuvent être définis par les valeurs d'un paramètre représentatif t tel que $\varphi = (t_1, t_2, t_3, t)$; une transformation métrique conserve C et change t en t' (³)

$$t' = \frac{\alpha t + \beta}{\gamma t + \delta}. \tag{3}$$

Il revient au même de prendre pour C le cercle imaginaire à l'infini, d'équation

$$X^2 + Y^2 + Z^2 = -(X + iY)(-X + iY) + Z^2 = -xz + Y^2 = 0; \tag{4}$$

si α^*, β^*, γ^*, δ^* sont les complexes conjugués de α, β, γ, δ, on aura

$$\frac{\alpha}{\delta^*} = \frac{\beta}{-\gamma^*} = \frac{\gamma}{-\beta^*} = \frac{\delta}{\alpha^*}, \tag{5}$$

de plus $\alpha\delta - \beta\gamma = \pm 1$ (⁴); en posant $t = u_1/u_2$, $t' = u'_1/u'_2$ et normalisant α, β, γ, δ et leurs conjugués, on voit alors que (3) n'est autre que le groupe unitaire binaire de Van der Waerden; φ est un invariant; u_1 et u_2 sont les composantes d'un spineur; on trouve que

$$\left\{\begin{array}{ll} \alpha = \cos\frac{\theta}{2} e^{-i\frac{(\varphi+\psi)}{2}}, & \beta = -\sin\frac{\theta}{2} e^{-i\frac{(\varphi-\psi)}{2}}, \\ \gamma = \sin\frac{\theta}{2} e^{i\frac{(\varphi-\psi)}{2}}, & \delta = \cos\frac{\theta}{2} e^{i\frac{(\varphi+\psi)}{2}}; \end{array}\right. \tag{6}$$

θ, φ et ψ étant les trois angles d'Euler de la rotation spatiale (⁵). Ce sont les composantes de la fonction d'onde relative au spin, lorsque les variables du spin se séparent des autres; le spin de nombre quantique demi-entier des particules élémentaires est donc l'expression physique de la défaillance de la notion d'angle quand on veut l'appliquer à la description du comportement de ces particules, en particulier quand on veut les regarder comme de petites sphères tournant sur elles-mêmes; il semble donc qu'en ce qui concerne l'étude des corpuscules élémentaires, les notions métriques familières d'angle et de distance perdent leur sens immédiat.

(³) Voir GARNIER, *Leçons d'algèbre et d'analyse*, **2**, 1936, p. 90, Paris.

(⁴) *Op. cit.*, p. 135.

(⁵) L. BRILLOUIN, *La méthode du champ self-consistent*, **71**, 1933, p. 27, Paris; WIGNER, *Gruppentheorie und ihre anwendung auf die Quantenmechanik der Atomspektren*, Braunschweig, 1931, p. 245.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur l'intégration de l'équation de M. De Donder.* Note de M. **Georges Biben**, présentée par M. Louis de Broglie.

M. De Donder écrit l'équation fondamentale de la mécanique ondulatoire relativiste des particules ponctuelles sans spin, dans un continuum à cinq dimensions (x^1, x^2, x^3, x^4, x^5), sous la forme

$$\text{(I)}\qquad D(X) = \Box X + 2\varepsilon\Phi^\alpha \frac{\partial^2 X}{\partial x^\alpha \partial x^5} + \varepsilon^2(\Phi^\alpha\Phi_\alpha - 1)\frac{\partial^2 X}{(\partial x^5)^2} + \frac{\varepsilon}{\sqrt{g}}\frac{\partial \Phi^\alpha \sqrt{-g}}{\partial x^\alpha}\frac{\partial X}{\partial x^5} = 0$$

avec la relation complémentaire de Maxwell $\partial\sqrt{-g}\,\Phi^\alpha/\partial x^\alpha = 0$. Il ne reste plus que

$$\text{(II)}\qquad D(X) = \Box X + 2\varepsilon\Phi^\alpha \frac{\partial^2 X}{\partial x^\alpha \partial x^5} + \varepsilon^2(\Phi^\alpha\Phi_\alpha - 1)\frac{\partial^2 X}{\partial x^5} = 0,$$

avec

$$\Box(X) = \frac{1}{\sqrt{g}}\sum_{1}^{4}{}_\alpha \frac{\partial}{\partial x^\alpha}\left(\sqrt{-g}\,g^{\alpha\beta}\frac{\partial X}{\partial x^\beta}\right) = g^\alpha \frac{\partial^2 X}{\partial x^\alpha \partial x^\beta} + \frac{1}{\sqrt{g}}\frac{\partial(\sqrt{-g}\,g^{\alpha\beta})}{\partial x^\alpha}\frac{\partial X}{\partial x^\beta}.$$

Les ondes $\Omega(x^1, x^2, x^3, x^4, x^5)$ compatibles avec (I) sont

$$g^{\alpha\beta}\left(\frac{\partial\Omega}{\partial x^\alpha} + \varepsilon\Phi_\alpha\frac{\partial\Omega}{\partial x^5}\right)\left(\frac{\partial\Omega}{\partial x^\beta} + \varepsilon\Phi_\beta\frac{\partial\Omega}{\partial x^5}\right) - \left(\frac{\partial\Omega}{\partial x^5}\right)^2 = 0,$$

ou, en en posant $p_\alpha = \partial\Omega/\partial x^\alpha$, la forme quadratique

$$(A) = \sum A_{ik}\rho_i\rho_k = g^{\alpha\beta}(P_\alpha + \varepsilon\Phi_\alpha P_5)(P_\beta + \varepsilon\Phi_\beta P_5) - P_5^2 = 0.$$

Les équations des bicaractéristiques sont alors

$$\frac{\partial x^\mu}{\frac{1}{2}\frac{\partial A}{\partial p_\mu}} = \frac{\partial p_\mu}{-\frac{1}{2}\frac{\partial A}{\partial x^\mu}} = d\theta.$$

Pour nous la grandeur θ n'est pas arbitraire, elle possède un sens géométrique.

Considérons l'équation de l'adjointe de (II)

$$C(\tau) = \frac{\partial^2}{\partial x^\alpha \partial x^\beta}[g^{\alpha\beta}\tau] + \frac{\partial^2}{(\partial x^5)^2}[\tau\varepsilon^2(\Phi^\alpha\Phi_\alpha - 1)] + \frac{\partial^2}{\partial x^\alpha \partial x^5}[2\varepsilon\Phi^\alpha\tau] - \frac{\partial}{\partial x^\beta}\left[\frac{\tau}{\sqrt{-g}}\frac{\partial\sqrt{-g}\,g^{\alpha\beta}}{\partial x^\alpha}\right].$$

La formule fondamentale de M. Hadamard s'écrit [1]

$$\mathrm{SSS}[\tau D(X) - X C(\tau)]\, dT + \mathrm{SS}\left[\tau \frac{dX}{d\theta} - X \frac{d\tau}{d\theta} + L X \tau\right] dS = 0.$$

dT et dS étant les éléments de volume et de surface de notre continuum

$$L_1 = \sum P_\alpha \left[\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial(\sqrt{-g}\, g^{\alpha\beta})}{\partial x^\alpha} - \frac{\partial g^{\alpha\beta}}{\partial x^\beta} - 2\varepsilon \frac{\partial \Phi^\alpha}{\partial x^5} - \varepsilon^2 \frac{\partial(\Phi^\alpha \Phi_\alpha)}{\partial x^5}\right].$$

La quantité $dX/d\theta = 1/2\, \Sigma(\partial x/\partial x^\mu)(\partial A/\partial p_\mu)$ n'est autre que le paramètre mixte de Beltrami; d'après les propriétés de ce paramètre, $d\theta$ est la distance transversale à S.

Nous déduirons la solution élémentaire de (II) de la forme quadratique $(H) = \Sigma H_{ik}\, dx^i\, dx^k$ associée à la forme quadratique (A). Le calcul donne pour le ds^2 du corpuscule

$$\text{(H)} \quad ds^2 = \Sigma H_{ik}\, dx^i\, dx^k$$
$$= g_{\alpha\beta}\, dx^\alpha\, dx^\beta + \varepsilon \Phi_\alpha\, dx^\alpha\, dx^5 + \varepsilon \Phi_\beta\, dx^\beta\, dx^5 + \varepsilon^2 \Phi_\alpha \Phi_\beta (dx^5)^2 - (dx^5)^2,$$

d'où se déduit l'équation du conoïde caractéristique de M. Hadamard

$$\Gamma = g_{\alpha\beta}(x^\alpha - x_0^\alpha)(x^\beta - x_0^\beta) + \ldots,$$

qui satisfait à l'équation aux dérivées partielles du premier ordre

$$\Delta_1(\Gamma) = 4\Gamma.$$

La solution élémentaire de l'adjointe $C(\tau)$ est, d'après M. Hadamard,

$$\tau = \frac{\mathfrak{U}}{\Gamma^{\frac{3}{2}}}.$$

La fonction $\mathfrak{U}$ devant prendre la valeur $1/\sqrt{|\Delta_0|}$ au sommet du conoïde [Δ désigne le discriminant de la forme (A)].

L'étude complète de la solution sera étudiée en détail dans d'autres travaux en même temps que la question du principe de Huygens et celle de la diffusion des ondes.

La variable x^5 n'ayant pas un sens physique bien net, on cherche à l'éliminer, ce qui conduit à l'équation

$$\text{(III)} \qquad \Box\Psi - \frac{h}{4i\pi} \Phi^\alpha \frac{\partial \Psi}{\partial x^\alpha} + \left(\frac{2i\pi}{h}\right)^2 \left(\frac{e^2}{c^2} \Phi^\alpha \Phi_\alpha - m_0^2 c^2\right) \Psi = 0,$$

---

[1] *Le problème de Cauchy et les équations aux dérivées partielles linéaires hyperboliques.*

la solution élémentaire pour une telle équation est alors

$$\tau = \frac{\mathcal{U}}{\Gamma} - \mathcal{V} \log \Gamma$$

(la fonction holomorphe $\mathcal{V}$ peut être nulle).

Je rappelle que la solution de (III) peut se déduire de celle de (II) par la *méthode de descente* de M. Hadamard.

CHANGEMENTS D'ÉTAT. — *Transformations d'ordres supérieurs dans les couches monomoléculaires.* Note de MM. **Dikran Dervichian** et **Maurice Joly**, transmise par M. Jean Perrin.

Nous avions signalé ([1]) l'existence, dans les couches monomoléculaires, de transformations autres que les changements ordinaires d'état. Ces transformations que, d'après la généralisation de P. Ehrenfest ([2]), nous appelons d'ordres supérieurs, se définissent par l'apparition d'une discontinuité dans la compressibilité ou dans la dérivée de celle-ci. Elles sont décelées par des changements d'allure très nets dans la variation de la viscosité superficielle ([3]) et souvent dans la courbe du moment électrique apparent.

Dans le présent travail, nous avons pu généraliser l'existence de ces points de transition. Un certain nombre d'entre eux semblent liés à une propriété stérique des chaînes carbonées des molécules, que ces chaînes appartiennent à des molécules indépendantes (acides gras) ou qu'elles soient associées dans une même molécule (triglycérides). D'une façon générale, on peut dire que *l'aire correspondant à un changement de phase ordinaire devient un point de discontinuité d'ordre supérieur dans la phase qui existe dans un domaine de températures plus élevées* ([4]).

Les valeurs que nous indiquons ci-après se rapportent aux aires par chaîne.

19,5 Å^2 (aire de la forme cristallographique A des acides gras). — Une discontinuité de seconde espèce pour cette valeur de l'aire moléculaire se

---

([1]) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 326.

([2]) *Proc. K. Akad. Amsterdam*, 36, 1933, p. 115.

([3]) Dervichian et Joly, *Comptes rendus*, 204, 1737, p. 1318; M. Joly, *Journ. de Phys.*, 7, 1937, p. 471. et 9, 1938, p. 345.

([4]) Pour la définition des changements ordinaires de phase, voir M. Dervichian, *Ann. de Phys.*, xi, 8, 1937, p. 361.

trouve autant dans les couches solides que dans les couches mésomorphes ordinaires ou dilatées. Pour ces deux derniers cas, il correspond au passage, sans discontinuité d'aire, à l'état solide.

20,5 Å^2 (forme B). — Ce point, qui est de première espèce (point de sublimation) pour les couches solides, devient de seconde espèce dans les couches mésomorphes ordinaires ou dilatées.

22 Å^2. — Ce point n'a pas de correspondant connu à trois dimensions. Il n'en est pas moins très nettement marqué dans les différentes propriétés des couches mésomorphes et mésomorphes dilatées. Il semble par ailleurs lié à la stabilité de la couche.

23,5 Å^2 (forme C). — Ce point de vaporisation des couches mésomorphes ordinaires se trouve, comme point de seconde espèce, dans les couches mésomorphes dilatées.

Point variable de 24,5 *à* 27 Å^2. — L'aire de ce point de seconde espèce croît à mesure que la phase mésomorphe se dilate (transformation de Labrouste). Il doit correspondre à un changement de l'arrangement des molécules. En effet la variation de la viscosité en fonction de la concentration y change de sens. Pour les aires plus petites, la viscosité superficielle croît avec la concentration (comme pour les couches mésomorphes ordinaires); au contraire, pour les aires plus grandes, la viscosité décroît avec la concentration. Ce dernier comportement est identique à celui des couches liquides durant la compression qui les mène à l'aire minimum de 28-29 Å^2 (point de saturation de Marcelin). Peut-être la limite supérieure du point variable se confond-elle précisément avec cette aire minimum de 28 Å^2 de l'état liquide ([5]).

38 Å^2. — Ce point se trouve dans les couches liquides aussi bien pour des chaînes saturées que non saturées, autant pour les acides (oléique ou myristique) que pour les triglycérides (trioléine, tricaproïne ou tricaprYline). Même pour le cas de molécules comme celle de la triricinoléine, on trouve toujours la transition à 39 Å^2 par chaîne en plus du point particulier introduit par la présence d'un groupement fonctionnel supplémentaire le long de la chaîne. Cette transition d'ordre supérieur correspond probablement à ce qui peut être défini comme *point triple* dans les couches monomoléculaires. Ce dernier est un point de changement ordinaire de phase et correspond à la première apparition de l'état liquide sous pression de vapeur saturante.

([5]) Il s'agit des couches liquides au-dessus de leur température critique de cristallisation (DERVICHIAN, *loc. cit.*).

CHALEUR. — *Un appareil de mesure des chaleurs spécifiques des gaz opérant sur de très petits débits gazeux.* Note [1] de M. **Léon Agostini**, présentée par M. Marcel Brillouin.

Ayant besoin de déterminer la composition d'un mélange gazeux, dont le débit en masse connu est de l'ordre de quelques millimètres cubes par seconde, j'ai repris en le modifiant l'appareil proposé par Blackett Henry et Rideal [2] pour la comparaison des chaleurs spécifiques des gaz.

Ces auteurs font passer le gaz dans un tube de fer chauffé par un courant *alternatif* et dont les deux extrémités sont maintenues à une même température ; en l'absence de courant gazeux, la répartition des températures sur le tube est symétrique par rapport à son milieu M ; au passage du gaz cette symétrie est détruite. Entre deux points du tube équidistants de M apparaît une différence de température que les auteurs mesurent thermoélectriquement et qu'ils trouvent indépendante de la conductibilité du gaz et proportionnelle à sa chaleur spécifique et à son débit.

J'ai voulu éviter l'emploi du courant alternatif, qu'il est difficile de maintenir constant, et remplacer par des mesures de résistance la détermi-

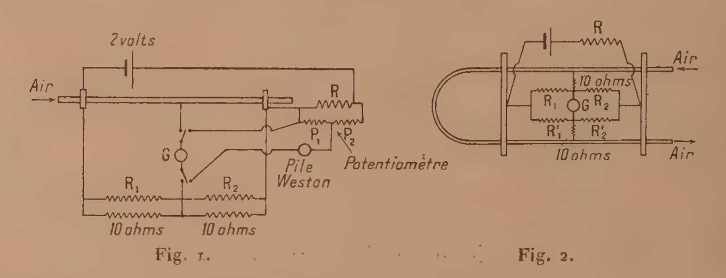


Fig. 1. Fig. 2.

nation plutôt délicate de forces thermoélectriques de quelques microvolts. Pour cela, je constitue avec le tube, que j'ai choisi de nickel de préférence au fer [3], deux branches d'un pont de Wheatstone dont les deux autres branches sont réalisées par deux résistances de 10 ohms shuntées par deux

(1) Séance du 24 avril 1939.

(2) *Proc. Roy. Soc.*, A, **126**, 1929, p. 319.

(3) Le nickel est le métal qui convient le mieux en raison de sa résistivité élevée, à fort coefficient de température, et de son inaltérabilité. Le nickel employé ici était du nickel pur *commercial*.

boîtes de résistances R_1 et R_2 ; le courant de chauffage, fourni par un élément d'accumulateur, est mesuré par un montage potentiométrique.

La sensibilité, évaluée par la différence de potentiel apparaissant aux bornes du galvanomètre du pont pour un débit de gaz déterminé, croît un peu plus vite que le cube du courant de chauffage et devient rapidement, quand celui-ci croît, plus grande que celle obtenue par la mesure directe de la différence de température par un couple thermoélectrique.

A la soudure du tube et du fil aboutissant au milieu de ce dernier, par effet thermoélectrique ou par effet Thomson, naissent des f.e.m. parasites dont la première, indépendante du sens du courant, est peu gênante, tandis que la seconde produit, dans le nickel avec un courant de 1,5 ampère, le même effet qu'un courant fluide dont le débit serait supérieur à 10^{mm^3} par seconde d'air, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur de celui à mesurer. Le zéro doit donc être déterminé approximativement par lecture de l'élongation immédiatement après avoir coupé le courant électrique; les mesures se font ensuite en ramenant, par variation de R_1 et R_2, le courant dans le galvanomètre à une valeur *fixe* voisine de zéro.

Les perturbations précédentes peuvent s'éviter en employant un montage symétrique où les deux branches du pont sont constituées par deux portions d'un tube métallique parcouru par le gaz (*fig.* 2); le galvanomètre ne dévie que lorsque le gaz parcourt le tube. La sensibilité est doublée, mais l'équilibrage des courants est assez délicat en raison de la faible valeur des résistances et, pour les mesures précises, nous avons préféré conserver le montage à un seul tube.

Sur un tel montage, comprenant un tube de nickel de $0^{mm},8$ de diamètre extérieur, de $0^{mm},3$ de diamètre intérieur et de 15^{cm} de long, nous avons étudié la sensibilité pour différentes valeurs du courant de chauffage I, le tube étant dans l'air à la pression normale ou dans un vide inférieur à 10^{-3} mm; la température du milieu du tube était déterminée par la f. e. m. du couple dont la soudure chaude était à la jonction avec le tube du fil de nickel reliant celui-ci au galvanomètre. Nous avons vérifié que cette température θ était égale à $\rho I^2/J\eta$, ρ représentant la résistance et $\eta\theta$ la perte de chaleur par seconde de 1^{cm} du tube en son milieu, et que η avait dans l'air la valeur correspondant à la conduction pure [4].

---

[4] Dans le vide η avait la valeur correspondant au rayonnement d'un corps de coefficient d'absorption voisin de 0,7; le nickel primitivement poli avait été noirci par le passage de décharges à haute tension.

Le tableau ci-dessous indique la variation relative de résistance $\gamma=(r_1-r_2)/(r_1+r_2)$ créée par le passage (⁵) de 12^{mm^3} par seconde d'air dans l'appareil pour différentes valeurs du courant de chauffage.

	Dans l'air.				Dans le vide.	
I	0,866	1,413	1,826	2,215	0,880	1,423
$10^3.\gamma$	0,064	0,125	0,192	0,272	0,53	1,24

Ces mesures préliminaires montrent l'avantage, facile à prévoir, de l'emploi du vide et donnent les éléments pour les corrections de l'ordre du millième que peuvent provoquer d'une mesure à l'autre les faibles variation de I; elles ont également permis de constater, à 0,5 pour 100 près, la proportionnalité des indications de l'appareil et du débit dans un intervalle allant de 12 à 114^{mm^3} par seconde [6].

ÉLECTRICITÉ. — *Transport de charges électriques par gouttelettes.* Note de Mme **Marguerite Moreau-Hanot**, présentée par M. Aimé Cotton.

Dans les générateurs électrostatiques à courant gazeux [1], on peut songer à remplacer les particules solides par des gouttelettes liquides qui, de même que les précédentes, se chargeraient électriquement dans un champ ionisé et porteraient leurs charges à un collecteur à haute tension. Cette méthode, si elle est utilisable, doit permettre un fonctionnement d'autant plus régulier que l'aérosol serait constamment renouvelé; elle peut comporter plus facilement que la précédente l'introduction dans l'appareil de corps volatils dont les vapeurs retardent l'ionisation par chocs et suppriment les aigrettes émises par les bords de l'ioniseur, source presque unique des difficultés rencontrées dans la réalisation des générateurs de ce type.

Toute la difficulté consiste à mettre en suspension à la sortie du ventilateur un nombre suffisant de gouttes d'une finesse convenable; on recueillera au point le plus bas de l'appareil la fraction du liquide déposée sur les

---

(⁵) Les valeurs indiquées correspondent en réalité à la variation de résistance observée quand on inverse le sens du courant gazeux.

(⁶) Le calcul complet de l'appareil permet de prévoir dans ce cas un écart de 0,3 pour 100.

(¹) *Journal de Physique*, 8, 1937, p. 193-196.

parois. Les gouttes très fines sont évidemment les plus avantageuses; d'une part elles sont moins facilement projetées sur les parois, d'autre part le courant transporté par 1^{cm^3} de liquide $(pE\Sigma a^2)/[(4/3)\pi(\Sigma a^3)]$ est d'autant plus grand que le liquide est plus divisé (p coefficient voisin de 2, E champ dans l'ioniseur, a rayon d'une goutte). Lorsque le rayon des gouttes est de l'ordre du micron, 1^{cm^3} de liquide pulvérisé emporte d'un ioniseur environ 20 microcoulombs.

Dans les essais effectués jusqu'ici, j'ai cherché non à réaliser un générateur de puissance donnée, mais à déterminer dans quelles conditions la méthode étudiée est applicable. Le liquide utilisé était un mélange homogène de tétrachlorure de carbone et d'huile de vaseline. Ce mélange, en proportions à peu près quelconques, lancé par un petit pulvérisateur à air comprimé, fournit un brouillard opalin qui tombe dans l'air avec une vitesse de l'ordre du centimètre par seconde, indiquant des rayons de gouttes de l'ordre de $8\,\mu$.

Le pulvérisateur est placé à la sortie du ventilateur dans un tube vertical qui contient également un ioniseur, puis une herse collectrice reliée à un microampèremètre. Pour un débit de $40\ cm^3/min$, le collecteur reçoit un courant I de $12\,\mu A$ presque indépendant de la vitesse de l'air. Si l'on supprime l'arrivée des gouttes, le courant tombe à une valeur beaucoup plus faible i qui correspond au courant transporté par le gaz (air et vapeur CCl^4); i augmente avec la vitesse du courant d'air (de $1,2\,\mu A$ environ pour $u = 40$ m/s à $3,5\,\mu A$ pour $u = 70$ m/s) et satisfait à la relation établie précédemment [2] $i = u^2R^2/4kh$ (u vitesse du gaz, R rayon du tube $= 3,8$, k mobilité des ions, h distance de l'ioniseur au récepteur). Le courant $I - i$ réellement transporté par le liquide, faiblit légèrement quand la vitesse augmente, la turbulence du courant gazeux amenant alors plus de gouttes contre les parois.

Une considération essentielle pour les prévisions ultérieures concerne la stabilité des gouttes; pour l'étudier j'ai effectué les deux expériences suivantes :

1° En utilisant un petit ioniseur, moins efficace que le précédent, mais pouvant être monté en un point quelconque de l'appareil, on constate que le courant recueilli est pratiquement le même lorsque l'ensemble ioniseur-collecteur suit immédiatement le pulvérisateur, ou lorsqu'il en est séparé

(2) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1168.

par un coude de 180°, même si la forme de celui-ci n'est pas étudiée pour éviter les remous.

2° Si l'on fait fonctionner l'appareil en circuit ouvert, de façon que chaque goutte ne traverse l'ioniseur qu'une fois, on constate que, toutes choses égales d'ailleurs, le courant $I - i$ est quatre fois plus petit qu'en circuit fermé si $u = 55$ m/s, cinq fois plus petit si $u = 40$ m/s.

On en conclut que, dans un appareil à 4 ioniseurs, dont les formes seraient plus soignées que celles de l'appareil d'essai, chaque goutte formée pourrait sûrement être chargée et déchargée en moyenne 16 fois avant d'être précipitée sur les parois; pour obtenir 500 μA, il suffirait de pulvériser 100 cm³/min. en gouttes de 1 μ de rayon; c'est dire que le procédé proposé est susceptible de fournir un courant important.

Les essais ultérieurs concerneront le mode de pulvérisation : il serait bon de réduire ou supprimer l'injection d'air dans l'appareil et d'augmenter en même temps le débit et la finesse des gouttes.

OPTIQUE. — *Quelques conséquences de la diffusion de la lumière par les corpuscules en suspension dans l'atmosphère.* Note de M. **Antoine Marsat**, présentée par M. Charles Fabry.

Reynaud a indiqué en 1864, à la page 18 de son Mémoire sur *l'Éclairage*, la formule généralement appelée loi d'Allard

$$\lambda = \frac{L a^x}{x^2},$$

dans laquelle λ désigne l'éclairement minimum perceptible, L l'intensité photométrique d'un phare, a le coefficient de transparence de l'air par kilomètre et x la distance maxima à laquelle un observateur peut voir le phare. Plus récemment A. Blondel a établi pour les projecteurs une formule analogue

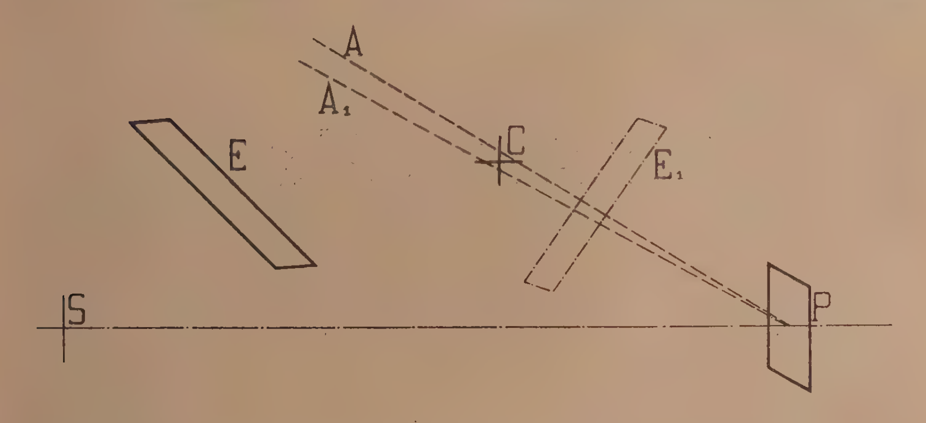
$$\varepsilon_0 = \frac{\varepsilon_1 a^{l+l'}}{l^2} \frac{1}{10^6} j,$$

ε_0 est l'éclairement du but en lux, ε_1 a même valeur que L de la formule précédente, a est le même, l est la distance du projecteur au but éclairé, l' la distance du but à l'observateur, j est l'albedo du but, $1/10^6$ tient compte de ce que l et l' sont exprimés en kilomètres.

Ces formules sont d'un usage très courant et, après d'autres auteurs,

j'ai publié à plusieurs reprises des abaques destinés à faciliter leur emploi. La loi d'Allard est l'une des bases des méthodes de calcul exposées dans ma Thèse de Doctorat sur les *Aérophares* (Faculté des Sciences de Paris, mai 1938); j'indiquais cependant que des observations, faites en laboratoire, confirmées par des expériences en plein air sur des distances de plusieurs kilomètres révélaient que la détermination du coefficient a, à l'aide de la loi d'Allard, donnait des résultats très différents selon que les mesures avaient lieu sur l'axe du faisceau du projecteur ou au voisinage du bord; j'attribuais cette anomalie à la diffusion par les corps en suspension dans l'air.

Le rôle de la diffusion a été étudié de façon toute spéciale par Rocard



dans son *Étude sur la Visibilité*, qui s'appuie sur de nombreux essais échelonnés sur une période de trois ans; Rocard montre l'importance de l'éclairement dû à la diffusion qui, dans une atmosphère très souillée, peut devenir plus important que l'éclairage direct. Chacun a pu constater, en pareil cas, que l'on ne voit plus une lumière alors que l'on voit le halo dont elle est le centre. Ce travail m'a été d'une grande utilité pour les démonstrations qui vont suivre.

Considérons une source de lumière S rayonnant uniformément en tous sens et un plan P normal à la direction SP. Cette surface reçoit la lumière qui lui arrive directement de la source, atténuée dans la proportion indiquée par la loi d'Allard et la lumière qui lui est renvoyée par tous les corps en suspension dans l'air ou par diffusion par l'air lui-même. A l'intérieur du petit angle solide APA′, tout corps en suspension C prend une brillance qui dépend de sa distance à la source et de l'angle que font entre elles les

directions CS et CP. Tout écran E ou autre dispositif placé au voisinage de la source met dans l'obscurité une partie des corps en suspension dans l'angle solide APA'; tout écran placé, tel E', au voisinage du plan P arrête la lumière renvoyée par une partie de ces corps en suspension. Dans chaque cas, il en résulte une diminution de l'éclairement du plan P.

Il en résulte que :

1° L'éclairement du plan P sera plus élevé avec une source rayonnant en tous sens qu'avec une source de même intensité photométrique rayonnant dans un angle solide inférieur à 4π. Si l'on compare les éclairements produits par deux sources de même intensité photométrique rayonnant toutes les deux dans des angles solides inférieurs à 4π, l'éclairement produit par la source rayonnant dans le plus grand angle sera le plus élevé.

2° L'éclairement de l'image de la source donnée par une lentille ou par le cristallin de l'œil n'utilise qu'une partie de la lumière reçue sur le plan d'ouverture de l'objectif ou de la pupille.

3° La loi d'Allard, utilisée pour déterminer les portées des phares ou d'autres lumières destinées à être vues de loin, donne des résultats corrects puisque l'image rétinienne n'est influencée que par la lumière diffusée par les corps en suspension dans l'angle très petit qui correspond à un élément de la rétine.

3° La loi indiquée par A. Blondel pour les projecteurs demanderait à être modifiée pour tenir compte de la façon différente dont la lumière s'atténue entre le projecteur et le but, entre le but et l'œil de l'observateur. On doit cependant l'employer, par suite de sa simplicité, pour les transparences élevées, où elle donne une erreur négligeable. Dans les autres cas, elle indiquera un éclairement apparent du but, inférieur à l'éclairement réel si l'on utilise une valeur de *a* déterminée par des observations de visibilité, un éclairement apparent du but trop élevé si *a* résulte de mesures d'éclairement.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur des périodicités de Liesegang obtenues par attaque, dans la gélatine, de suspensions solides grossières.* Note de Mlle **Suzanne Veil**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans les précipitations en anneaux de Liesegang, la périodicité de distribution de la phase solide se montre discernable de la réaction chimique en œuvre, comme il ressort notamment des expériences de

coagulation de Hedges et Henley [1] et des expériences d'attaque anodique de Banderet [2]. En fait, pour un même insoluble, tel que le chromate d'argent, on obtient une distribution rythmique en des voies très diverses. Les présentes expériences ont permis de réaliser encore des anneaux de Liesegang par attaque de suspensions solides grossières dans la gélatine, au moyen de réactifs appropriés.

Une préparation de chromate d'argent a été faite, d'une part à partir d'une suspension de chromate de zinc, et d'autre part à partir d'une suspension de borate d'argent. Ces sels solides, pulvérisés en grains assez fins par broyage au mortier, sont aptes à emprunter directement dans la gélatine un état de dispersion régulière, en raison du grand pouvoir peptisant du milieu. Sur le gel une fois pris (et dans lequel le détail individuel des grains incorporés est visible au microscope), le réactif est déposé en goutte, à la manière habituelle.

Avec une suspension de chromate de zinc, on a utilisé le nitrate d'argent pour réactif-goutte. Avec une suspension de borate d'argent, le réactif-goutte adopté a été le chromate de potassium. Dans un cas comme dans l'autre, des anneaux de Liesegang sont susceptibles de prendre naissance. Tandis que la suspension de chromate de zinc a fourni des anneaux réguliers en grand nombre, la suspension de borate d'argent a conduit à quelques anneaux seulement, plus larges et plus diffus que les précédents.

Dans l'un et dans l'autre exemple, il est à présumer qu'à la surface de chacune des particules en suspension rejointes par le réactif-goutte, le chromate d'argent se détache pour subir ensuite, dans le gel, un véhiculage qui aboutit à sa répartition en strates successives. Le processus, en quelque sorte, est inverse de celui qui conduit à la précipitation d'emprunt du bromure d'argent à la faveur d'un processus de co-précipitation [3]. Ici la phase solide, au lieu de sembler minée en profondeur par attaque globale progressive, s'effriterait, au contraire, sans retenir davantage les produits de corrosion superficielle, constitués en fragments d'inertie assez faible pour se trouver entraînés par les actions capillaires de l'ambiance.

Dans les périodicités de précipitation, en général, il y aurait intervention importante des actions capillaires à l'interface de la phase précipitée

---

(1) *J. Chem. Soc.*, 1928, p. 2714.
(2) *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 1785; **198**, 1934, p. 821.
(3) *Ibid.*, **206**, 1938, p. 1896.

et du milieu ambiant. La suggestion, déjà exprimée ([4]) au sujet de discriminations d'allotropes à la périodicité, dans le cas des iodures mercuriques jaune et rouge et dans celui des iodates de plomb amorphe et cristallisé, se relie à des manières de voir, proposées à propos de périodicités d'autres ordres, par Vorlander et Ernst ([5]), par Flood et Tronstad ([6]) et par Ermolenko et Burankova ([7]).

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur le caractère spécifique des structures formées dans la décomposition fractionnée des austénites au refroidissement en fonction de la température du séjour isotherme.* Note ([1]) de MM. **Albert Portevin** et **Henri Jolivet**, présentée par M. Léon Guillet.

La décomposition au refroidissement des austénites instables s'étend, pour les refroidissements continus de la pratique, sur un certain intervalle de température et peut même couvrir plusieurs intervalles distincts dans le cas d'un *dédoublement* de la transformation.

Ce fait tient à ce qu'on n'observe pas en réalité de points de transformation au refroidissement, mais des zones de température où la transformation s'effectue avec une vitesse notable.

L'étude de la transformation à température constante étudie cette cinétique sans y superposer une cinétique de refroidissement.

Elle conduit à mettre en évidence un certain nombre de types de structure et permet de montrer que, pour des aciers divers, à faible teneur d'éléments d'alliage, on peut obtenir chacun de ces types dans des conditions de décomposition convenables, confirmant ainsi la généralité des phénomènes ([2]).

En opérant par une série de décompositions fractionnées au cours de séjours isothermes successifs à températures croissantes ou décroissantes, tant dans le domaine supérieur que dans le domaine intermédiaire de transformation, on est amené à conclure que *les caractères des structures*

([4]) *Bull. Soc. Chim. France,* 5e série, 5, 1938, p. 1393.
([5]) *Z. phys. Chem.* 93, 1919, p. 521.
([6]) *Koll. Zeitschrift,* 68, 1934, p. 633.
([7]) *J. Phys. Chem. U. R. S. S.,* **11**, 1938, p. 1491.

([1]) Séance du 1er mai 1939.
([2]) Cette généralité avait été indiquée par des refroidissements très lents (Portevin, *Comptes rendus*, **165**, 1917, p. 62).

formées dans un même domaine ou dans des domaines différents (Ar′, Ar″) *sont spécifiques de la température de formation.*

La nature des produits de décomposition et les structures qui prennent naissance dépendent donc, à chaque instant, des conditions actuelles (composition, température, etc.) dans l'austénite résiduelle sans autre relation avec les circonstances de décomposition préalable d'une fraction plus ou moins importante à une ou plusieurs autres températures.

Les résultats de l'étude de la décomposition à température constante peuvent donc, par suite de cette absence d'hérédité, être étendus à des conditions variées de refroidissement à partir de décompositions élémentaires.

La décomposition fractionnée conduit à autant de types de structure qu'il y a de températures de séjour isotherme : lorsque la variation de température entre deux séjours consécutifs est brusque, la variation de structure s'opère elle-même sans transition, les plages transformées jouant seulement le rôle de centres de transformation pour la nouvelle structure, en même temps qu'apparaissent de nouveaux centres.

C'est ainsi que, pour un acier ayant la composition chimique :

$$C = 0{,}75, \quad Cr = 1{,}0, \quad Mo = 0{,}6$$

on obtient, après chauffage à 900°, trempe et séjour dans deux bains métal-



Fig. 1.



Fig. 2.

liques respectivement aux températures θ_1 et θ_2 pendant les durées t_1 et t_2, les aspects reproduits figures 1 et 2.

Dans le cas de la figure 1

(G. 1100) (3) :

θ_1 720°..................	t_1 360 min.	Perlite grossière (Ar′)
θ_2 700°..................	t_2 40 »	Perlite fine (Ar′)

Dans le cas de la figure 2

(G. 1100) :

θ_2 720°..................	t_1 360 min.	Perlite grossière (Ar′)
ε_2 600°..................	t_2 30 »	Structure granulaire (Ar′)

On peut donc conclure que la nature et la structure des produits de décomposition ne dépendent que des conditions du moment (concentration, température), sans effet d'hérédité.

Par ailleurs, l'étude quantitative des phénomènes, sur laquelle nous reviendrons ultérieurement, montre que la vitesse et l'amplitude de la transformation dans l'austénite résiduelle à chaque température tendent elles-mêmes à prendre une allure spécifique de la température indépendamment des états antérieurs.

Ceci permet d'envisager l'extension des résultats obtenus en conditions isothermes et discontinues à des conditions continues ou variées de refroidissement, établissant ainsi une liaison définitive entre deux modes d'étude des phénomènes de trempe des aciers poursuivis séparément depuis une vingtaine d'années.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur quelques acides, alcools et aldéhydes alicycliques stéréoisomères optiquement actifs.* Note (1) de MM. **Max Mousseron** et **Robert Granger**, présentée par M. Marcel Delépine.

Cette Note a pour but de faire connaître et de comparer les deux stéréoisomères *cis* et *trans* correspondant à des composés en C^5 et C^6 présentant une fonction acide, alcool ou aldéhyde fixée en position 3 par rapport au radical méthyle.

1° *Dérivés cyclopentaniques.* — L'acide 1-méthylcyclopentanecarbo-

(3) Ceci est en accord avec la conclusion de Mehl (*Am. Soc. for Metals* preprint, oct. 1938) que la distance interlamellaire vraie Δ_0 de la perlite, définie par N. T. Belaiew, est caractéristique de la température.

(1) Séance du 24 avril 1939.

nique-3 ou son ester méthylique résulte de l'action de la potasse en milieu alcoolique ou du méthylate de sodium sur la 1-méthyl-4-chlorocyclohexanone-3 active ([2]).

Traitée par le méthylate, la forme cétonique conduit uniquement à la 1-méthylcyclohexanol-4-one-3, tandis que l'énol donne 60 pour 100 d'ester cyclopentanique; la réaction de régression résulterait d'une désalcoylation comparable à celle déjà décrite ([3]).

CH—CH³ ... C—OH ... C—Cl → CH—CH³ ... C—OH ... C—O—CH³ —(−CH³OH + CH³OH)→ CH—CH³ ... CH—C(=O)(O CH³)

Par distillation fractionnée, une quantité très importante de 1-méthylcyclopentanecarbonate-3 de méthyle put être dédoublée en ses deux constituants existant en quantités à peu près égales; les acides isomères ont été régénérés de leurs esters par saponification.

L'hydrogénation par le sodium en milieu alcoolique de chacun de ces esters fournit les deux 1-méthylcyclopentylcarbinols-3 actifs; ceux-ci peuvent également être séparés par cristallisation fractionnée de leurs phtalates acides, le composé le moins soluble

$$[\alpha]_{546} = -24°,60\ (p = 0,500;\ v = 12;\ 1 = 2)$$

étant celui qui dérive de l'alcool le plus actif.

L'oxydation de ces alcools s'accompagnant d'une racémisation complète, les aldéhydes actives correspondantes n'ont pu être séparées.

	Éb.		$d_{25°}$	$n^{D}_{25°}$	$[\alpha]_{578°}$	$[\alpha]_{546°}$
Acide 1-méthylcyclopentanecarbonique-3 A	116°	(15)mm	1,011	1,4486	−41°,42	−47°,04
Acide 1-méthylcyclopentanecarbonique-3 B	117,5	(15)	1,010	1,4499	−13,96	−15,94
1-Méthylcyclopentanecarbonate-3 de méthyle A	168	(760)	0,951	1,4346	−39,43	−44,77
1-Méthylcyclopentanecarbonate-3 de méthyle B	169	(760)	0,955	1,4343	− 5,96	− 6,80
1-Méthylcyclopentylcarbinol-3 A	85	(24)	0,909	1,4526	−34,71	−39,27
1-Méthylcyclopentylcarbinol-3 B	86	(24)	0,907	1,4457	− 3,37	− 3,79

([2]) Favorsky et Bajowsky, *Journ. Soc. Phys.-Chim. R.*, **46**, 1914, p. 1097.

([3]) M. Mousseron et R. Granger, *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 922.

2° *Dérivés cyclohexaniques.* — Les acides 1-méthylcyclohexane carbonique-3 actifs résultent de la carbonatation des organo-magnésiens dérivant des 1-méthyl 3-chlorocyclohexanes, obtenus eux-mêmes par action de l'acide chlorhydrique ou du pentachlorure de phosphore sur le 1-méthylcyclohexanol-3 *trans* actif. L'acide chlorhydrique conduit à la formation d'une quantité importante de l'isomère A (vraisemblablement *cis*), le pentachlorure donnant surtout l'isomère B ([4]).

Le composé lévogyre A constitue 60 pour 100 du mélange lorsque sa préparation fait intervenir l'acide chlorhydrique, 10 à 15 pour 100 seulement par emploi du pentachlorure.

L'action de l'orthoformiate d'éthyle sur les dérivés chlorés permet d'obtenir les deux aldéhydes 1-méthylcyclohexaniques-3 actives, qui ne peuvent résulter sans racémisation de l'oxydation chromique des alcools correspondants; ces aldéhydes ont été séparées par cristallisation fractionnée de leurs semi-carbazones dans l'alcool méthylique. L'aldéhyde lévogyre A (semi-carbazone F. 135°; $[\alpha]_{546}$ — 12°00) prend naissance à partir du composé chloré A; l'autre, dextrogyre, B (semi-carbazone F. 157°; $[\alpha]_{546}$ — 16°20) à partir de l'isomère B.

Ces mêmes aldéhydes actives se forment dans l'isomérisation du 1-méthyl-3-méthylène époxycyclohexane actif sous l'influence de la distillation, par un mécanisme comparable à celui observé par Tiffeneau, Weill et Mlle Tchoubar ([5]).

	Éb.	$d_{25°}$	$n^{D}_{25°}$	$[\alpha]_{579°}$	$[\alpha]_{546°}$
Acide 1-méthylcyclohexanecarbonique-3A	134° (25 mm)	0,999	1,4512	—1°,62	—1°,24
Acide 1-méthylcyclohexanecarbonique-3B	132 (15)	0,998	1,4515	+1,54	+1,80
1-Méthylcyclohexanecarbonate-3 de méthyle A	191 (760)	0,956	1,4412	—5,29	—6,00
1-Méthylcyclohexanecarbonate-3 de méthyle B	193 (760)	0,956	1,4403	+2,21	+2,48
1-Méthylcyclohexylcarbinol-3 A	95 (25)	0,914	1,4557	—5,45	—6,15
1-Méthylcyclohexylcarbinol-3 B	96 (25)	0,912	1,4530	—4,43	—5,00
1-Méthylcyclohexylformaldéhyde-3 A	176 (760)	0,904	1,4530	—8,97	—7,45
1-Méthylcyclohexylformaldéhyde-3 B	178 (760)	0,902	1,4465	+4,16	+3,44

([4]) M. Mousseron et R. Granger, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1486.

([5]) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 54.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action des solutions aqueuses d'ammoniaque sur les dérivés halogènes. Nouvelle méthode de préparation de diamines aliphatiques.* Note de M. **Georges Darzens**, présentée par M. Marcel Delépine.

Au *XVIIIe Congrès de Chimie Industrielle*, à Nancy j'ai fait connaître un nouveau procédé de préparation de l'éthylènediamine basé sur l'action d'une solution aqueuse d'ammoniaque sur le chlorure d'éthylène à basse température. Dans ces conditions, le chlorure, très peu soluble dans la phase aqueuse, se trouve en présence d'un excès considérable de NH^3 et la diamine se forme suivant une simple réaction d'addition sans formation de bases plus complexes

$$\underset{\substack{|\\ Cl}}{CH^2}-\underset{\substack{|\\ Cl}}{CH^2} + 2\,HN^3 \rightarrow \underset{\substack{|\\ NH^2HCl}}{CH^2} - \underset{\substack{|\\ NH^2HCl}}{CH^2}$$

A la température ordinaire cette réaction est très lente et exige plusieurs mois, mais à 68°-70° elle se réalise en 40 et 50 heures. Ce n'est qu'au-dessus de 80° que l'on voit apparaître des amines plus condensées.

Il était intéressant de rechercher si cette méthode était susceptible de généralisation pour la préparation d'amines primaires toujours difficiles à obtenir exemptes de bases secondaires, tertiaires et même d'ammoniums quaternaires.

Avec le chlorure de propylène, la même méthode permet d'obtenir la propylènediamine dans un grand état de pureté, mais la vitesse de réaction est plus lente et il est nécessaire d'élever la température à 75°-80°.

On prépare donc, dans un récipient en fer ou dans des ampoules en verre scellées à la lampe (les bouchons de liège ou de caoutchouc ne résistent pas), un mélange de 113^g (1^{mol}) de chlorure de propylène et de 1250^g d'une solution ammoniacale concentrée à 34 pour 100 NH^3 (28° B). Ces récipients sont ensuite maintenus dans une étuve à 78°-80° pendant 8 jours en ayant soin de les placer horizontalement pour augmenter la surface de contact des deux phases et de les agiter deux fois par jour. Le chlorure insoluble et lourd disparaît peu à peu et à la fin il ne reste qu'une faible quantité d'un liquide incolore qui surnage. Après refroidissement, on ne constate, à l'ouverture, qu'une légère pression due à un gaz combustible constitué par du méthylacétylène.

On chasse alors l'excès de NH^3 et l'on concentre jusqu'à sec, de préfé-

rence dans le vide; on obtient ainsi le dichlorhydrate de la propylènediamine ne contenant, comme impureté, qu'une faible proportion de NH^4Cl. Le rendement est de 92 pour 100 environ. Pour avoir la diamine on dissout ce sel dans son poids d'eau, on ajoute 80^g de soude, puis on chasse l'eau autant que possible et l'on reprend par l'alcool afin de se débarrasser de NaCl. Par concentration de la solution alcoolique on obtient l'hydrate à la base qui est distillée au vide.

La propylènediamine est une base particulièrement intéressante, car elle renferme un carbure asymétrique et peut par suite être dédoublée par l'acide tartrique. Contrairement à l'éthylènediamine, son perchlorate est très soluble dans l'eau.

La propylènediamine anhydre distille à 120° à la pression normale; on l'obtient facilement en distillant l'hydrate en présence d'un mélange d'alcool absolu et de benzène qui entraîne l'eau par mélange azéotropique. Le bromure de triméthylène donne de même la diamine isomère symétrique, mais avec un rendement très médiocre, car il se forme simultanément des produits condensés.

Il semble que l'eau soit absolument nécessaire; en solution alcoolique absolue homogène il n'y a aucune réaction à basse température. Il faut élever la température jusqu'à 120° et l'on a alors un mélange complexe de bases comme Cloez l'a observé pour le chlorure d'éthylène en 1853.

Si l'on opère en présence de NH^3 anhydre on a de même une solution homogène, la réaction a lieu alors rapidement, même à la température ordinaire, mais il y a formation de bases complexes, comme V. Braun l'a déjà observé (¹) pour le chlorure d'éthylène.

Cette réaction en solution aqueuse ne paraît pas pouvoir se généraliser pour les monoamines primaires.

Avec le chlorure ou le bromure de butyle tertiaire on observe dès 65° l'enlèvement de l'hydracide et formation de butylène en quantité théorique.

Le bromure de phényléthyle donne du styrolène plus ou moins polymérisé. Le chlorure de benzyle, même à la température ordinaire, donne un mélange de mono, de di et tribenzyleamine. Le bromure d'amyle donne des résultats analogues.

La nouvelle méthode semble donc se limiter aux dérivés halogènes des carbures éthyléniques aliphatiques.

(¹) *Ber. d. Chem. Ges.*, 70, 1937, p. 992.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Mécanisme de la formation du dichlorure sulfoacétique : anhydrides-chlorures polymoléculaires de l'acide sulfoacétique.* Note de M. **Roger Vieillefosse**, présentée par M. Marcel Delépine.

Par hydrolyse partielle, le dichlorure de l'acide sulfoacétique ([1]) donne un monochlorure auquel nous avons attribué ([2]) la formule d'un monochlorure sulfonique $SO^2Cl.CH^2.CO^2H$.

Bien entendu nous n'avons pas manqué de chercher à préparer son isomère, le chlorure carboxylique $SO^3H.CH^2.COCl$, par la voie inverse, c'est-à-dire par chloruration partielle du diacide.

Les fonctions dérivées du carboxyle, et le carboxyle lui-même, étant toujours les premières à réagir, dans l'acide sulfoacétique et ses dérivés, on pouvait s'attendre à obtenir le monochlorure carboxylique par première attaque du diacide par le chlorure de thionyle. Cette formation étant considérée comme la réciproque de l'obtention du monochlorure à carboxyle libre au premier temps de l'hydrolyse du dichlorure.

Contrairement à notre attente, nous n'avons pas réussi à préparer le monochlorure carboxylique. Cette étude nous a cependant permis de mettre en évidence une complexité imprévue de la réaction de formation du dichlorure sulfoacétique. Elle nous a surtout fourni l'occasion d'établir l'existence d'anhydrides-chlorures polymoléculaires.

L'acide sulfoacétique, traité par un excès de chlorure de thionyle à reflux, ne se transforme pas de manière appréciable en dichlorure, même par un chauffage prolongé, *pourvu que n'intervienne aucune surchauffe*, mais si, après dissolution de l'acide, on porte à 120° (tube scellé) pendant 2 à 3 heures ([1]) on obtient le dichlorure avec un rendement de 70 pour 100 au moins.

Il était naturel de voir, dans les deux phases, deux réactions consécutives :

$$SO^3H.CH^2.CO^2H + SOCl^2 \rightarrow SO^3H.CH^2.COCl + SO^2 + ClH,$$
$$SO^3H.CH^2.COCl + SOCl^2 \rightarrow SO^2Cl.CH^2.COCl + SO^2 + ClH.$$

Lorsque la première réaction paraît terminée, c'est-à-dire lorsque l'acide sulfoacétique est entièrement dissous dans le chlorure de thionyle, si l'on

---

([1]) *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 5, 1938, p. 808.
([2]) *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1406.

concentre sous vide à température aussi basse que possible, on observe un dégagement gazeux prolongé, comme si le produit subissait une décomposition. La masse se présente alors sous une forme tantôt transparente et vitreuse, tantôt trouble et même opaque, et elle ne montre aucune tendance à cristalliser. Contrairement à ce que l'on aurait pu attendre d'un monochlorure, le produit est insoluble dans tous les solvants organiques usuels et en particulier dans l'éther, lequel cependant, dissout abondamment l'isomère, le monochlorure sulfonique.

Ces particularités suggéraient une polymérisation : c'est ce que nous avons démontré par des séries de titrages d'acidité et de chlore.

On trouve ainsi que la matière vitreuse contient moins de chlore et développe au contact de l'eau une acidité moindre qu'il n'en serait théoriquement avec un monochlorure monoacide :

$$SO^3H.CH^2.COCl + H^2O \rightarrow SO^3H.CH^2.CO^2H + ClH.$$

Si l'on rapporte aux masses les équivalents de chlore et d'acidité, on calcule, avec cette équation théorique : un équivalent de chlore pour une masse de corps initial de 158,5 et un équivalent d'acidité pour 52,8. En fait, les chiffres trouvés par titrage sont, par exemple dans une expérience, 272 pour le chlore et 57 pour l'acidité.

Ni le chlorure de thionyle, ni le dichlorure ne peuvent être rendus responsables de ces anomalies, car leur présence modifierait les dosages dans le sens exactement opposé.

Du diacide n'ayant pas réagi abaisserait certes l'acidité et la teneur en chlore, mais sa présence d'ailleurs peu vraisemblable, n'expliquerait aucun des faits observés et, moins que tout autre, la perte continuelle d'acide chlorhydrique quand on prolonge la durée du chauffage.

Les faits observés s'accordent au contraire entièrement avec l'hypothèse de la formation d'anhydrides-chlorures polymoléculaires.

Ce tour inattendu pris par la chloruration tiendrait à la grande réactivité du chlorure carboxylique, qui aurait tendance, dès sa formation, à se coupler avec le groupement sulfonique d'une molécule voisine pour donner un anhydride-chlorure :

$$SO^3H.CH^2.COCl + HOSO^2.CH^2.COCl \rightarrow SO^3H.CH^2.CO.O.SO^2.CH^2.COCl + ClH.$$

Ce dernier pourrait réagir sur une troisième molécule de monochlorure, ou sur lui-même, suivant le même mécanisme, pour donner des anhydrides-chlorures tri ou tétramoléculaires. Quel est le terme de cette évolution ?

On ne saurait le fixer, car la matière se détériore relativement vite, avec noircissement, ce qui limite la durée du chauffage. Nos chiffres extrêmes correspondent à un degré de condensation intermédiaire entre les anhydrides-chlorures di et trimoléculaires. De toute évidence, le produit est un mélange de polymères qui ne se prête pas aux opérations de séparation de corps définis. Il n'importe, car la nature de la réaction intervenue ne saurait faire de doute.

En conséquence, le monochlorure carboxylique $SO^3H.CH^2.COCl$ n'est pas le seul intermédiaire dans la formation du dichlorure $SO^2Cl.CH^2.COCl$; il s'intercale probablement entre les deux, un ou peut-être même plusieurs anhydrides-chlorures.

Comme confirmation de notre point de vue, rien d'analogue n'est à attendre du monochlorure isomère, c'est-à-dire du sulfochlorure $SO^2Cl.CH^2.CO^2H$, parce que son atome de chlore n'est pas aussi mobile. Chauffé sous vide, ce sulfochlorure ne manifeste aucune tendance à se condenser sur lui-même. Il reste tout aussi cristallisable et subit tout au plus, à la longue, une faible altération, qui se traduit simplement par une teinte de plus en plus foncée et un léger abaissement du point de fusion.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'acide αα-diphénylsuccinique.* Note de M. **Francois Salmon-Legagneur**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'acide αβ-diphénylsuccinique (I), sous ses différentes formes, a fait l'objet de nombreux travaux; par contre son isomère dissymétrique, l'acide αα-diphénylsuccinique (II), ne semble pas avoir été encore signalé.

$$\text{(I)}\quad \begin{array}{l} C^6H^5-CH-CO^2H \\ \qquad\quad | \\ C^6H^5-CH-CO^2H \end{array} \qquad\qquad \text{(II)}\quad \begin{array}{l} (C^6H^5)^2C-CO^2H \\ \qquad\quad | \\ \qquad CH^2-CO^2H \end{array}$$

Cela est même assez surprenant; l'isolement de ce composé pouvant présenter quelque intérêt, surtout pour l'étude de la réactivité comparée de deux fonctions acide liées à des carbones très inégalement substitués, j'ai cherché à combler cette lacune.

J'y suis parvenu en utilisant la propriété des dérivés diphénylacétiques (esters, nitrile) de se laisser alcoyler à l'aide de l'alcoolate ou de l'amidure de sodium et des dérivés halogénés [1]. En faisant réagir le bromacétate

[1] Neure, *Ann. der Chemie*, 250, 1889, p. 143; Klingemann, *Ann. der Chemie*, 275, 1893, p. 85; Mme Ramart-Lucas, *Comptes rendus*, 178, 1924, p. 93 et 396.

d'éthyle ($1^{mol},5$) sur le nitrile diphénylacétique (1^{mol}), préalablement transformé en dérivé sodé par l'alcoolate de sodium (2^{mol}), d'après :

$$(C^6H^5)^2C(CN)-Na + BrCH^2-CO^2C^2H^5 \rightarrow \underset{(III)}{(C^6H^5)^2C(CN)-CH^2-CO^2C^2H^5}$$

j'ai obtenu le nitrile-ester attendu (III) (F. 103-105°) avec un rendement de plus de 60 pour 100 en produit recristallisé. Contrairement à ce que l'on pouvait craindre, le passage de ce dernier à l'acide (II) peut se réaliser avec d'excellents rendements à condition d'opérer en deux temps : d'abord traitement par la potasse alcoolique qui donne l'acide-nitrile (IV), $(C^6H^5)^2C(CN)-CH^2-CO^2H$ (F. 183-184°), puis hydrolyse de celui-ci par ClH concentré à l'ébullition qui aboutit directement à l'acide $\alpha\alpha$-diphénylsuccinique. En partant de 50^g de nitrile diphénylacétique (ce qui représente seulement 100^g d'aldéhyde benzoïque, transformé suivant le processus benzoïne, acide benzilique, acide, amide et nitrile diphénylacétiques) l'on peut obtenir près de 30^g du nouveau produit qui est donc parfaitement accessible.

L'acide $\alpha\alpha$-diphénylsuccinique, après une recristallisation dans l'alcool dilué, se présente sous forme de petits prismes brillants se ramollissant dès 170° avec formation d'anhydride et fondant instantanément à 197-199°. Des mesures colorimétriques du pH de ses solutions aqueuses indiquent que sa première constante de dissociation est nettement supérieure à celle de l'acide succinique ordinaire et doit être du même ordre que celles de ses isomères $\alpha\beta$-diphénylsucciniques,

En raison de sa dissymétrie j'ai pu préparer sans difficulté les différents esters-acides ou neutres qu'il est possible de prévoir. Comme l'on pouvait s'y attendre, l'estérification directe, en présence d'acide minéral, ne conduit qu'aux esters-acides du type (V); pour avoir les esters neutres (VII) il est nécessaire d'éthérifier les esters-acides précédents par $SOCl^2$ et l'alcool, et encore l'opération est-elle loin d'être quantitative; enfin les esters-acides du type (VI) ont été obtenus par saponification des esters neutres. Les points de fusion de ces dérivés sont :

		$R = CH^3$.	$R = C^2H^5$.
(V)	$(C^6H^5)^2C(CO^2H)-CH^2-CO^2R$	141°-143°	144°-146°
(VI)	$(C^6H^5)^2C(CO^2R)-CH^2-CO^2H$	183°-184°	137°-138°
(VII)	$(C^6H^5)^2C(CO^2R)-CH^2-CO^2R$	82°- 83°	76°- 77°

La position du carboxyle éthérifié dans l'ester du type (V) ($R = C^2H^5$) est prouvée par le fait que l'action sur celui-ci de $SOCl^2$ et de NH^3 conduit au même ester-amide

(VIII), $(C^6H^5)^2C(CONH^2)—CH^2—CO^2C^2H^5$ (F. 105°-106°) que celui isolé par hydrolyse à l'aide de SO^4H^2 80 pour 100 de l'ester-nitrile (III); l'acide-amide correspondant à (VIII) s'obtient d'ailleurs par hydrolyse identique de l'acide-nitrile (IV) et fond à 140°.

L'acide αα-diphénylsuccinique se transforme d'autre part, très aisément, à l'aide de CH^3COCl ou même par simple chauffage en anhydride monomoléculaire (IX) (F. 90-91°). Celui-ci régénère très facilement l'acide par

(IX) $(C^6H^5)^2C$—CO, CH^2—CO >O (X) $(C^6H^5)^2C$—CO, CH^2—CO >NH

chauffage avec une solution de CO^3Na^2 et alors que l'anhydride succinique ordinaire cristallise très aisément dans de l'alcool, un essai similaire sur le produit (IX) provoque le plus souvent l'ouverture de l'hétérocycle et donne l'ester-acide (V). On voit donc que, si la présence de deux radicaux phényle sur le carbone en α d'une molécule succinique facilite la formation d'anhydride, la réaction inverse, bien au contraire, n'en est nullement contrariée. L'imide (X) (F. 139°) se prépare aussi facilement par simple chauffage du sel d'ammonium.

En raison de sa structure particulière, l'acide αα-diphénylsuccinique et ses dérivés se prêtent à plusieurs réactions intéressantes dont l'étude a été commencée et qui feront l'objet de prochaines publications. Je me contenterai de signaler dès maintenant que l'anhydride (IX) se condense aisément en présence de $ZnCl^2$ avec les diphénols pour donner des produits colorés; avec la résorcine notamment, on obtient une substance jaune qui en solution alcaline possède une belle fluorescence verte analogue à celle de la fluorescéine et encore perceptible aux concentrations de l'ordre du millionième.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action de l'acide periodique sur l'acétone et sur la diéthylcétone.* Note de M. **Paul Fleury** et Mlle **Renée Boisson**, présentée par M. Alexandre Desgrez.

Poursuivant depuis quelques années l'étude systématique de l'action de l'acide periodique sur les composés organiques, inaugurée par Malaprade, l'un de nous avait été amené à mettre en évidence l'action oxydante de cet agent sur des corps ne possédant aucune fonction alcoolique, comme par

exemple l'acide glyoxylique (P. Fleury et Mlle Bon-Bernatets). De plus, dans notre dernière Note ([1]), nous avons montré que l'aldéhyde éthylique pouvait être attaqué à la température du bain-marie bouillant, avec formation d'acide formique et d'alcool méthylique (qui secondairement est transformé en aldéhyde formique), selon l'équation où l'aldéhyde apparaît sous sa forme d'hydrate :

$$CH^3 - CH(OH)^2 + O = CH^3OH + HCO^2H;$$

la rupture de la liaison carbonée, qui, à la suite de nos expériences, apparaît comme un caractère essentiel de l'action oxydante de l'acide periodique, a donc lieu, dans le cas de l'aldéhyde, entre deux atomes de carbone dont l'un n'est uni par ses trois autres valences qu'à des atomes d'hydrogène. La transformation dans ce cas de ce carbone exclusivement hydrogéné en alcool méthylique nous a paru digne de remarque.

C'est pourquoi nous avons cru intéressant de tenter la généralisation de cette réaction en soumettant à l'action de l'acide periodique l'acétone ordinaire.

La technique utilisée est celle de nos précédentes recherches. L'acétone est employée sous forme d'une solution de concentration M/10 qui est traitée par l'acide periodique (solution d'un titre variant de M/5 à M/20). Après réaction, on détermine l'acide periodique consommé au moyen de l'acide arsénieux.

L'attaque de l'acétone, comme celle de l'aldéhyde, s'est montrée extrêmement lente à la température du laboratoire, mais est devenue déjà plus rapide à + 37°, puisque dans ce dernier cas l'oxygène emprunté à l'acide periodique exprimé en atomes par molécule d'acétone était de $0^{at},34$ au bout de 24 heures et de $1^{at},1$ après 5 jours.

A la température du bain-marie bouillant, la réaction s'est accélérée très notablement ($0^{at},7$ en 4 heures, $1^{at},5$ en 15 heures, $2^{at},12$ en 42 heures) et s'est poursuivie même au delà, quoique très lentement ($2^{at},27$ en 52 heures, $2^{at},36$ en 72 heures), tendant manifestement vers une consommation maximum de 3^{at} d'oxygène par molécule.

Nous nous sommes attachés à mettre en évidence les premiers produits de cette oxydation. Des expériences préliminaires nous ayant montré qu'au cours de la réaction, il se formait à la fois des corps acides et des corps à fonction aldéhydique, nous avons pu identifier d'une part l'acide acétique

---

([1]) *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1264.

et d'autre part l'aldéhyde formique, par les procédés utilisés dans notre précédent travail (*loc. cit.*).

L'aldéhyde formique pouvant provenir, comme nous le savons déjà, de l'oxydation de l'alcool méthylique par l'acide periodique, nous avons recherché l'alcool méthylique comme nous l'avons fait dans notre étude sur l'oxydation de l'aldéhyde éthylique. Cette recherche n'a abouti qu'à des résultats pratiquement négatifs.

Mais une étude systématique nous a montré que, si notre technique était fidèle et si nous retrouvions facilement l'alcool méthylique, traité à chaud par l'acide periodique dans les conditions où l'acétone est oxydé, il ne nous était plus possible de le déceler si ce traitement avait lieu en présence d'acétone, comme si l'acétone provoquait, en présence d'acide periodique, la disparition de l'alcool méthylique.

Le résultat négatif de notre recherche de l'alcool n'est donc pas une preuve que la réaction d'oxydation de l'acétone ne puisse donner lieu, comme produit primaire, à la formation d'alcool méthylique.

Cet insuccès nous a amenés à étudier dans les mêmes conditions l'action de l'acide periodique sur la diéthylcétone $CH^3-CH^2-CO-CH^2-CH^3$, car nos expériences avec l'acétone ordinaire nous permettaient de penser que par oxydation la diéthylcétone se scinderait en acide propionique et alcool éthylique, et précisément nous savions déjà que l'alcool éthylique était plus difficilement oxydé que son homologue inférieur.

En appliquant nos techniques habituelles nous avons caractérisé parmi les produits d'oxydation, d'une façon indubitable, l'acide propionique par la méthode de distillation de É. Duclaux, et nous avons obtenu, dans un distillat privé de composés aldéhydique et cétonique, les réactions caractéristiques de l'alcool éthylique (formation d'iodoforme en milieu alcalin et non en milieu ammoniacal, formation de butyrate d'éthyle d'odeur caractéristique, apparition par oxydation permanganique d'un composé aldéhydique qui n'est pas du méthanal).

On peut donc admettre avec une très grande probabilité la formation d'alcool éthylique au cours de l'oxydation de la diéthylcétone par l'acide periodique.

Conclusions. — L'attaque de l'acétone ou de la diéthylcétone par l'acide periodique paraît se produire d'une façon analogue à celle que nous avons observée pour l'aldéhyde éthylique et ainsi pouvoir être représentée par les équations ci-après dans lesquelles les cétones interviennent sous leur

forme d'hydrate

$$CH^3-C(OH)^2-CH^3 + O = CH^3-COOH + CH^3OH$$
$$C^2H^5-C(OH)^2-C^2H^5 + O = C^2H^5-COOH + C^2H^5OH.$$

En présence d'un excès d'acide periodique, l'alcool formé primitivement dans la réaction est ensuite oxydé plus ou moins rapidement, mais, par contre, l'acide gras produit résiste pratiquement d'une façon indéfinie.

Ces faits confirment nos conclusions précédentes affirmant qu'un des caractères les plus constants de l'activité oxydante de l'acide periodique est la rupture de la liaison carbonée. De plus, pour le cas particulier où l'un des deux chaînons libérés par cette rupture ne porte pas d'oxygène, le composé qui se forme d'abord aux dépens de ce chaînon serait un alcool.

PHYSIQUE CRISTALLINE. — *Diffusion des rayons X par les cristaux en dehors des directions de réflexion sélective.* Note [1] de M. **Jean Laval**, présentée par M. Charles Mauguin.

La diffusion des rayons X par les cristaux, en dehors des directions de réflexion sélective de Bragg, est loin d'être négligeable. Nous avons cherché à avoir une vue d'ensemble du phénomène. Nos expériences ont porté surtout sur la sylvine, accessoirement sur la calcite, le diamant, l'aluminium. Elles ont été faites en rayonnement monochromatique ($K_\alpha Cu = 1,540$ Å, $K_\alpha Mo = 0,708$ Å); les intensités des faisceaux diffusés étaient mesurées avec une chambre d'ionisation à argon très sensible et comparées à l'intensité du faisceau incident.

Il est commode, pour exprimer les résultats, de se servir du réseau polaire construit avec les trois translations **A**, **B**, **C** liées aux translations primitives **a**, **b**, **c** du réseau cristallin par les relations (produits scalaires)

$$\mathbf{A}\times\mathbf{a}=\mathbf{B}\times\mathbf{b}=\mathbf{C}\times\mathbf{c}=1,\quad \mathbf{A}\times\mathbf{b}=\mathbf{A}\times\mathbf{c}=\mathbf{B}\times\mathbf{a}=\mathbf{B}\times\mathbf{c}=\mathbf{C}\times\mathbf{a}=\mathbf{C}\times\mathbf{b}=0.$$

Traçons dans la direction de propagation du faisceau incident un vecteur $\overrightarrow{CO}$ de longueur $1/\lambda$, dont l'extrémité soit à l'origine du réseau polaire; puis un vecteur $\overrightarrow{CD}$ de même longueur dans la direction du faisceau diffusé. $OCD = 2\varphi$ est l'angle de diffusion.

---

(1) Séance du 1er mai 1939.

On pourrait penser que l'intensité du faisceau diffusé est fonction des directions des deux vecteurs $\overrightarrow{CO}$ et $\overrightarrow{CD}$. L'expérience montre qu'elle est indépendante de l'azimut du plan de diffusion OCD autour de OD; elle ne dépend que de la position du point D.

Lorsque le point D tombe sur un nœud p, q, r du réseau polaire, la condition de réflexion sélective de Bragg sur les plans p, q, r est satisfaite; il y a alors accord de phase entre les ondes provenant de tous les atomes placés aux nœuds du réseau; l'intensité diffusée dans la direction CD est maximum. L'intensité diminue très vite quand le point D s'éloigne du nœud. On constate néanmoins autour de chaque nœud l'existence d'un domaine plus ou moins étendu, tel que, si le point D est à l'intérieur du domaine, la diffusion reste encore notable.

Nous avons étudié avec un soin particulier les domaines de diffusion forte de la sylvine autour de 002, 004, 006. Nous donnerons les résultats relatifs au domaine 004. Soient ρ, ψ, ω les coordonnées polaires du point D (*fig.* 1). Les courbes de la figure 2 représentent la variation du pouvoir

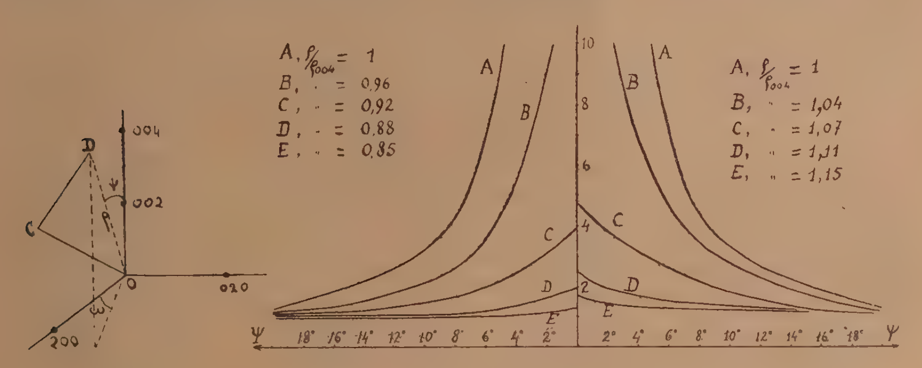


Fig. 1.

Fig. 2. — Pouvoir diffusant de la sylvine dans le domaine 006.

diffusant en fonction de ψ, à ρ, ω constants, le point D se déplaçant sur un méridien de la sphère de centre O, de rayon ρ, pour différentes valeurs de ρ voisines de ρ_{004} (demi-angle de diffusion φ voisin de l'angle de réflexion sélective θ_{004}). Les ordonnées des courbes représentent le pouvoir diffusant rapporté à un électron du cristal, divisé par le pouvoir diffusant d'un électron libre placé dans les mêmes conditions (même faisceau incident, même direction de diffusion). Les courbes restent les mêmes quelle que soit la longitude ω. Le phénomène est de révolution autour de la droite OP.

Ces courbes permettent de tracer autour de 004 des surfaces d'isodiffu-

sion emboîtées les unes dans les autres, le pouvoir diffusant diminuant quand le point D passe d'une surface à la suivante en s'éloignant du nœud P. Ces surfaces sont des sortes de ménisques minces dans la direction OP, élargies dans les directions perpendiculaires (elles peuvent s'étendre jusqu'à $\psi = 35°$).

Il en va de même dans le domaine 002. Mais il apparaît un fait nouveau dans le domaine 006 : pour un tour complet de D à ψ constant, on observe 4 maximums et 4 minimums. L'explication est la suivante. L'étendue des domaines 002, 004, 006 paraît croître à peu près comme la distance des nœuds à l'origine. Il en résulte que le domaine de diffusion 006 empiète sur les domaines voisins 206, 026, $\bar{2}$06, 0$\bar{2}$6; les maximums s'observent là où deux domaines se superposent.

La diffusion forte paraît avoir son origine surtout dans l'agitation thermique. Ses domaines sont beaucoup plus étendus dans la sylvine que dans le diamant, et s'accroissent notablement quand la température s'élève.

GÉOLOGIE. — *Sur le Cénomanien inférieur de la fosse vocontienne (Hautes-Alpes et Drôme).* Note (1) de M. **Maurice Breistroffer**, transmise par M. Charles Jacob.

E. Fallot a décrit en 1885 une remarquable faunule trouvée par Soulier et lui-même dans les marnes noirâtres de Vesc (les Guinards), près de Dieulefit (Drôme) (2). Sa caractéristique essentielle est l'abondance de Turrilitidés et de Trichotropididés à l'état de minuscules échantillons pyriteux, le plus souvent écrasés. Tandis que E. Fallot et Hébert pensaient reconnaître là du Cénomanien inférieur, M. Ch. Jacob y voyait plutôt du Vraconien supérieur à *Mariella Bergeri* (3).

Ayant fouillé à nouveau ce petit gisement, j'ai eu la chance d'y découvrir un exemplaire typique de *Submantelliceras Suzannæ* Perv. sp., espèce très caractéristique du Cénomanien basal d'Algérie, de Tunisie et de Madagascar. Parmi les Turrilitidés manque le vrai *Mariella Bergeri*, remplacé par un *Turrilites* nov. sp., accompagnant *T.* cf. *cenomanensis* Schlüt.,

(1) Séance du 1er mai 1939.

(2) *Thèse*, 1885, *Ann. Sc. Géol.*, 18, p. 154.

(3) *Thèse*, Grenoble 1907, p. 163 (*Trav. Lab. Géol. Univ. Gren.*, 8, 1908, p. 440).

T. cf. *Oehlerti* Perv., *T.* (*Hypoturrilites*) *tuberculatus* Bosc ex. d'Orb. sp. et *H. Gravesianus* d'Orb. sp., espèces caractérisant toutes le Cénomanien. Moins intéressantes au point de vue stratigraphique sont les Ammonites peu ornées, habituelles aux régions profondes de l'ancienne province mésogéenne, comme *Phylloceras seresitense* Perv., *Phyllopachyceras* nov. sp., *Tetragonites* nov. sp. (aff. *Kingianum* ap. Perv.), *Hypogaudryceras Dozei* E. Fall. sp., *Puzosia Sharpei* Spath (= *P. planulata* var. *africana* W. Kil. ex Blayac 1912, non *P. africana* Krenk. sp. 1910) et *Desmoceras Paronæ* W. Kil. em. Perv., avec une prémutation du *Cyrtochilus* aff. *baculoïdes* Mant. sp. (type spécial apparu dès le Vraconien sup.).

Cette faunule d'Ammonoïdés est surtout remarquable par ses affinités avec le Cénomanien inférieur à *Mantelliceras Martimpreyi* et *Semisolarium Vatonnei* d'Algérie. Par contre, les Gastropodes sont presque tous à peu près spéciaux (*Atresius* nov. sp., *Avellana Murateli* E. Fall. sp., etc.) à ce gisement, qui ne renferme qu'un Bélemnitidé (*Neohibolites ultimus* d'Orb. sp.) et un seul poisson (*Notidanus* aff. *microdon* Ag.).

Le même niveau existe à Moydans, près Rosans (Hautes-Alpes), où les marnes noirâtres à très petits fossiles pyriteux du Mont Rizou m'ont fourni *Hypogaudryceras Dozei*, *Desmoceras Paronæ*, *Pervinquieria* (*Durnovarites*) sp. juv., *Cyrtochilus* aff. *baculoides*, *Scaphites* sp. juv., *Neohibolites* cf. *ultimoides* Sinz., *Hadrocheilus* nov. sp., *Exogyra* (*Rhynchostreon*) *columba* Lamk (sp. var. *minima* d'Arch.) etc. La présence d'un unique exemplaire du sous-genre Vraconien *Durnovarites* donne un cachet relativement ancien à la faune de ce gisement, qui pourrait englober sur une dizaine de mètres d'épaisseur l'extrême sommet du Vraconien en même temps que le Cénomanien basal, à moins que les *Durnovarites* n'aient persisté plus longtemps qu'ailleurs en pleine fosse vocontienne.

A Moydans comme à Vesc, les fossiles pyriteux de la couche à *Hypogaudryceras Dozei* sont beaucoup plus petits que ceux de l'Albien supérieur à *Kossmatella Agassiziana* (s. str. = *K. Chabaudi*), les deux niveaux étant séparés par environ 20^{m} de marnes stériles (4).

En résumé, la découverte de plusieurs espèces d'affinités africaines (comme *Submantelliceras Suzannæ*) dans les marnes à *Hypogaudryceras Dozei* de Vesc, permet de les attribuer avec certitude à l'extrême base du

(4) M. Breistroffer, *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1492.

Cénomanien (⁵). Elles se retrouvent à Moydans et à Glaise près de Veynes (Hautes-Alpes), ainsi qu'au Pic Chervet près de Moriez (Basses-Alpes), sans qu'il soit toujours aisé de séparer le Cénomanien vrai du Vraconien (⁶).

MAGNÉTISME TERRESTRE. — *Le réseau magnétique* 1939 *de la Côte française des Somalis.* Note de M. **Henri Besairie.**

Les résultats ci-dessous, obtenus en février et mars 1939 avec un petit théodolite Chasselon et une balance de Schmidt, comportent une précision de 5 minutes pour D, de 50$^{\gamma}$ pour H et de 20$^{\gamma}$ pour Z. Les variations de Z sont prises par rapport à la Station Djibouti du réseau Carnegie. D est exprimé en degrés, H en gauss, ΔZ en gammas. Les longitudes sont Est Paris. Les heures sont locales.

Latitude.	Longitude.	D.	H.	ΔZ.
Djibouti (Station Carnegie). Alluvions (le 21 mars).				
11°35′	40°48′	0°01′ W (8^h36^m)	0,3621 (9^h01^m)	0 (9^h30^m)
Terme Est (Djibouti). Alluvions (le 18 février).				
11°35′	40°49′	0°06′ W (16^h22^m)	0,3612 (16^h42^m)	— 60 (17^h08^m)
Doumeira. Dunes (le 13 mars).				
12°36′	40°50′30″	2°00′ W (15^h18^m)	0,3605 (15^h45^m)	+1550 (16^h13^m)
Khor Angar. Vases à palétuviers (le 13 mars).				
12°23′	41° 01″	0°26′ W (6^h39^m)	0,3600 (7^h02^m)	+1120 (7^h30^m)
Obock. Terrasse marine (le 12 mars).				
11°58′	40°57′30″	0°05′ W (6^h34^m)	0,3613 (6^h52^m)	+ 470 (7^h26^m)
Bankouale. Rhyolite (le 24 février).				
11°49′30″	40°19′	0°04′ E (7^h42^m)	0,3624 (8^h06^m)	+ 270 (7^h23^m)
Tadjourah. Plage marine (le 22 février).				
11°47′	40°33′	0°10′ E (17^h25^m)	0,3658 (17^h45^m)	+ 140 (17^h08^m)
Assmailo. Pliocène lacustre (le 14 février).				
11°40′	39°33′	0°34′ E (6^h50^m)	0,3660 (7^h18^m)	+ 110 (7^h50^m)

(⁵) L. F. Spath, *Summ. Progr. Geol. Surv.*, for 1922, 1923, p. 143.
(⁶) E. Fallot, *B. S. G. F.*, 3ᵉ série, **14**, 1886, p. 523-524.

Latitude.	Longitude.	D.	H.	ΔZ.
		Daffareh. Basalte (le 7 mars).		
11°38′	40°11′	0°56′ W (17^h11^m)	0,3550 (17^h35^m)	+ 220 (17^h59^m)
		Yoboki. Basalte (le 13 février).		
11°32′	39°45′	0°47′ (7^h18^m)	0,3657 (7^h45^m)	+ 610 (8^h17^m)
		Ouéah. Basalte.		
			le 4 février.	le 16 février.
11°30′	40°31′30″	--	0,3653 (11^h11^m)	— 190 (8^h07^m)
		Loyada. Terrasse marine (le 19 février).		
11°28′	40°55′	0°30′ E (16^h45^m)	0,3608 (17^h11^m)	+ 140 (17^h44^m)
		Tewao. Pliocène lacustre (le 12 février).		
11°26′	39°43′	0°00′ (7^h36^m)	0,3623 (8^h06^m)	— 290 (8^h46^m)
		Guidoli. Pliocène lacustre (le 15 février).		
11°24′	40°00′	0°36′ E (15^h45^m)	0,3675 (15^h28^m)	— 380 (16^h07^m)
		Grand Bara. Pliocène lacustre.		
		le 5 février.	le 4 février.	le 4 février.
11°18′	40°20′	1°18′ E (7^h33^m)	0,3604 (17^h31^m)	— 130 (17^h55^m)
		Ali Sabiet. Basaltes.		
		le 7 février.	le 7 février.	le 8 février.
11°09′	40°23′	0°21′ E (17^h55^m)	0,3600 (17^h35^m)	— 980 (7^h59^m)
		Dikkil. Basaltes (le 8 février).		
11°06′40″	40°20′15″	11°44′ E (17^h03^m)	0,3613 (17^h30^m)	— 680 (17^h50^m)
		Lac Abbé. Quaternaire lacustre (le 10 février).		
11°20′	39°31′	0°27′ E (10^h22^m)	0,3639 (10^h48^m)	— 580 (11^h16^m)
		Asseyla. Pliocène lacustre (le 9 février).		
11°00′10″	39°46′	1°48′ E (9^h55^m)	0,3642 (10^h27^m)	— 800 (11^h01^m)

Comme il fallait s'y attendre, les anomalies magnétiques sont la règle dans notre Colonie, qui appartient entièrement à la zone effondrée de l'Afar, toute remplie de laves surtout basaltiques. Ces anomalies, superficielles et locales, en relation directe avec les roches d'affleurement, masquent les anomalies régionales, et il est absolument impossible de tracer des courbes d'égales valeurs.

La variation de la déclinaison à Djibouti, entre 1921 et 1939, est d'environ — 2 minutes par an, mais si l'on se reporte aux mesures de Gougenheim de 1928, il semble bien que, depuis cette époque, la variation est sensiblement nulle. La variation de la composante horizontale est de $+63^{\gamma}$ par an depuis 1921.

GÉOPHYSIQUE. — *Influence du rayonnement solaire sur la température moyenne de l'ozone atmosphérique.* Note [1] de Mme **Arlette Vassy** et M. **Étienne Vassy**, présentée par M. Charles Fabry.

MM. Barbier et Chalonge [2] ont donné des valeurs de la température moyenne de l'ozone atmosphérique qui sont particulièrement basses si on les compare à celles trouvées pour la même latitude par l'un d'entre nous [3] : —30°C.; par Arnulf, Déjardin et Cavassilas [4] : —35°C.; par Barbier et Chalonge eux-mêmes lors d'une précédente publication [5] : —17°C. (1935), —21°C. (1938), —17 à —47°C. (1937). Ils pensent que les valeurs ci-dessus sont trop élevées à cause d'une influence complexe des raies dans l'application de la méthode de Bouguer. Il nous semble au contraire que cette méthode présente sur la méthode *courte* (utilisant un seul spectre) les deux avantages suivants :

1° Mettre précisément à l'abri de l'influence des raies, puisqu'on ne fait pas intervenir la courbe d'énergie de l'étoile, déduite de mesures sur le fond continu, lesquelles ne tiennent pas compte de la présence de raies.

2° Alors que, dans la méthode courte, les meilleurs résultats n'ont été obtenus qu'avec des masses d'air voisines de 2 et 2,5, avec la méthode de Bouguer on peut utiliser des masses d'air beaucoup plus grandes et augmenter d'autant la précision sur la densité optique de l'atmosphère.

Une confirmation de la supériorité de la méthode de Bouguer semble résider dans le fait même qu'elle ne conduit pas à trouver des valeurs

---

(1) Séance du 1er mai 1939.

(2) *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 1238.

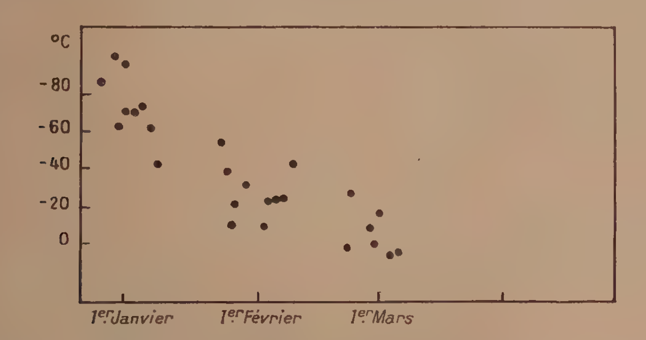
(3) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 1363; *Annales de Physique*, 11e série, 8, 1937, p. 679.

(4) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 809.

(5) *Journal de Physique*, 10, 1939, p. 113.

incompatibles avec les résultats des mesures directes sur la distribution verticale de l'ozone et de la température.

En ce qui concerne la possibilité envisagée par MM. Barbier et Chalonge



d'une différence réelle entre la température diurne et la température nocturne sous nos latitudes, nous signalerons :

1° Que l'un de nous a fait des déterminations de la température diurne et de la température nocturne et que la précision d'une telle mesure n'a pas permis de considérer les valeurs trouvées comme différentes ([3]).

2° Que, lors de travaux en cours de publication, nous avons fait des déterminations analogues, mais que les écarts constatés entre le jour et la nuit sont tout à fait de l'ordre de grandeur des variations journalières liées à l'origine des masses d'air stratosphériques ([6]). A cause de ces variations accidentelles, l'effet recherché nécessiterait, pour être mis en évidence sous nos latitudes avec la précision actuelle de la photométrie photographique, une longue série de mesures diurnes et nocturnes. Et encore y aurait-il lieu de faire de prudentes réserves si les procédés expérimentaux mis en œuvre étaient par trop différents.

3° Enfin, pour justifier les basses températures trouvées, les auteurs invoquent les calculs de Gowan ([7]) en affirmant que le relèvement de température signalé au-dessus de 40^{km} n'a plus de raison d'exister la nuit. Or, si l'on se reporte à l'article cité et que l'on calcule la température moyenne de l'ozone, pour une épaisseur réduite de $0^{cm},28$ et pour la latitude de 50° (humidité 40 %), on trouve

([6]) *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 1232.

([7]) *Quat. Journ. Roy. Meteor. Soc.*, 62, Supp., 1936, p. 34.

	Hiver.	Été.
Jour................	−39°C.	−26°C.
Nuit................	−44°C.	−29°C.

Nous avons utilisé pour les calculs relatifs à la nuit les deux colonnes marquées B. D. (before dawn) qui correspondent à la température la plus basse atteinte au cours de la nuit, et non la colonne Night qui correspond à un cas idéal où la stratosphère serait restée obscure suffisamment longtemps pour atteindre son état d'équilibre.

On se rapproche de ce dernier cas dans la nuit polaire. A ce propos, si l'on extrait de la figure 4 du Mémoire cité ([5]) les points correspondant aux observations de Barbier, Chalonge et Vassy à Abisko (lat. 68°20′ N), on constate un relèvement systématique et important de la température moyenne en fonction du temps, entre le 27 décembre 1934 et le 6 mars 1935. Or, pour le 27 décembre, à l'altitude de 25^{km}, la durée du jour n'était que de 4 heures 30 minutes environ, alors que, pour le 6 mars, elle atteignait 12 heures. Bien que la précision de ces mesures soit diminuée par la présence de voiles dus aux aurores polaires, et malgré les écarts dus à la circulation atmosphérique, cette variation semble révéler une *influence très nette de l'absence prolongée du rayonnement solaire sur la température moyenne de l'ozone* dans le sens prévu par les calculs de Gowan.

PHYSIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *Sur quelques problèmes nouveaux posés par la photographie de l'ombre de la Terre.* Note de M. **Charles Combier**, présentée par M. Charles Fabry.

L'observation de l'ombre portée par la Terre sur son atmosphère au crépuscule n'est pas nouvelle : on en possède de bonnes mesures dès le milieu du XVIIIe siècle par l'allemand Kaemtz. En France, au XIXe siècle, Bravais l'observa du sommet du Faulhorn, et Durand-Greville en publia plusieurs descriptions soulignant (le premier, croyons-nous) la *réalité* d'un phénomène qu'il appelle second crépuscule du soir, ou *albe*. Il l'attribua à des rayons solaires subissant dans la haute atmosphère une réfraction qui les feraient pénétrer dans l'ombre et produire un rééclairement visible sur les sommets nuageux, les Alpes par exemple.

Le ciel, à l'anticouchant, est teinté en rose mauve, l'ombre est d'un beau bleu. Ces apparences ne sont bien nettes que par ciel clair et en l'absence

de lumières parasites, double condition bien remplie à l'Observatoire de Ksara.

Grâce aux émulsions panchromatiques très sensibles actuellement sur le marché, j'ai pu en ces dernières années prendre plusieurs centaines de photographies de ce phénomène anticrépusculaire. La méthode permet de suivre beaucoup plus haut que l'observation visuelle *l'arc anticrépusculaire* (limite supérieure de l'ombre), et décèle d'une façon remarquable *sur le ciel même* l'albe de Durand-Gréville.

Voici quelques conclusions de ces observations :

1° L'*albe* est bien un phénomène objectif; le centre de ce rééclairement suit constamment une trajectoire parallèle à l'équateur, symétrique de celle du Soleil. L'hypothèse des rayons réfractés s'accorde avec ce fait, mais il resterait à expliquer la réfraction admise.

2° Les colorations du ciel éclairé sont variables; le rose est parfois totalement absent, remplacé par un blanc bleuté, l'ombre restant d'un très beau bleu. En ces cas le ciel, qui était parfaitement pur le soir, s'est toujours trouvé, le lendemain matin, couvert ou presque de nuages moyens. D'où vient cette différence dans les colorations ?

3° Pour une même dépression du Soleil sous l'horizon ouest, la hauteur angulaire de l'arc anticrépusculaire à l'Est n'est pas constante, mais varie parfois d'un jour à l'autre. Faut-il l'attribuer, comme me l'a suggéré M. J. Cabannes, à des variations de transparence dans les couches basses de l'atmosphère à l'Ouest ?

La position de ces problèmes, non encore résolus, fait entrevoir dans la photographie de l'ombre de la Terre un moyen nouveau de sondage de l'atmosphère, dont les possibilités sont peut-être très grandes. Je me propose d'en poursuivre l'étude.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Compteur de gros ions donnant directement le spectre de mobilités.* Note de M. **Paul Queney**, présentée par M. Charles Maurain.

Lorsqu'on emploie un compteur d'ions basé sur la méthode des courants gazeux, la répartition spectrale du nombre d'ions en fonction de leur mobilité se déduit de la caractéristique potentiel-courant du condensateur par

une différentiation du second ordre. Divers auteurs [1] ont cherché à avoir des résultats plus satisfaisants en employant un appareil à deux ou trois condensateurs, de façon que la caractéristique mette en évidence les mobilités prédominantes, mais il est toujours nécessaire d'effectuer soit une différentiation, soit des calculs assez complexes, pour en déduire le spectre de mobilités.

L'appareil que je décris ci-dessous, et que j'ai réalisé à l'Observatoire du Puy de Dôme, a l'avantage de présenter une caractéristique qui donne immédiatement la répartition spectrale. Il se compose de deux condensateurs cylindriques placés bout à bout et ayant les particularités suivantes :

a. Le condensateur d'entrée (filtre) comporte, entre ses deux armatures, un tube intermédiaire connecté électriquement à l'armature externe, et ayant pour but de scinder le courant gazeux en deux parties : un courant central G_1, de débit Φ_1, qui est seul soumis à l'action électrostatique du condensateur, et un courant périphérique G_2, de débit Φ_2, qui sort intact du filtre. Le débit total du gaz est $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$.

b. Le condensateur de sortie (analyseur) a son armature interne fractionnée en deux parties, de capacités respectives C_1 et C_2 par rapport à l'armature externe, la dernière partie (collecteur) étant seule reliée à un électromètre. Au début de chaque mesure de déperdition, les deux parties de l'armature interne sont remises en contact. La capacité totale de l'analyseur est $C = C_1 + C_2$.

Les deux condensateurs sont chargés au même potentiel v, mais en sens opposés (l'armature interne du filtre est portée au même potentiel que l'armature externe de l'analyseur, et inversement). Dans ces conditions, on vérifie qu'aucun des ions du courant gazeux central G_1 ne peut atteindre le collecteur si la capacité du filtre est au moins égale à C. Le collecteur reçoit, en proportion variable, les ions du gaz périphérique G_2 dont la mobilité est comprise entre les limites extrêmes $k_1 = \Phi_1/4Cv$ et $k_2 = \Phi/4C_1v$; cette proportion n'atteint 100 pour 100, pour la mobilité moyenne $k = \sqrt{k_1 k_2} = \Phi/4Cv$, que si l'on a $C_2/C = \Phi_2/\Phi = \lambda$, ce que nous supposerons réalisé. Si en outre λ est petit vis-à-vis de l'unité, le courant i reçu sur le collecteur est sensiblement le même que si l'on recevait tous les ions

---

[1] Voir à ce sujet H. Israël et L. Schulz, *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, 38, 1933, p. 285.

du courant G_2 de mobilités comprises entre $k(1-\lambda/2)$ et $k(1+\lambda/2)$, différant de $\Delta k = \lambda k$; on a donc très approximativement

$$i = \lambda\Phi e\,\Delta n = \lambda^2\Phi e k\,\frac{dn}{dk},$$

relation qui donne très simplement la répartition spectrale du nombre n d'ions à partir de i (e désigne la charge d'un ion).

Par analogie avec l'optique, on peut dire que le filtre joue le rôle de la fente d'un spectrographe, d'autant plus fine que λ est plus petit; on peut aussi définir un pouvoir de résolution $R = k/\Delta k = 1/\lambda$. La grandeur de R est limitée par les phénomènes de diffusion dans le filtre, qui apparaissent pour les très petites valeurs de λ; en outre, la sensibilité de l'électromètre doit être proportionnelle à R^2.

J'ai adopté les valeurs $C = 200^{cm}$, $\Phi = 100\,cm^3/sec$, $\lambda = 1/2$, et j'ai donné à v les valeurs successives suivantes, en volts : 320-160-80-40-20-10-5-0, le cycle recommençant indéfiniment avec une période d'une heure, et chaque mesure de déperdition durant 400 secondes. On réalise ainsi une exploration méthodique du spectre par zones de même étendue relative. L'appareil fonctionne automatiquement comme enregistreur depuis environ un mois. Les résultats sont satisfaisants; cependant il subsiste deux causes d'erreurs, non complètement supprimées : d'une part le montage n'est pas équilibré vis-à-vis d'une variation possible de v; d'autre part il n'élimine pas les *effets résiduels* (ionisation en vase clos; action des isolants).

Il serait possible de supprimer tous ces défauts, et aussi d'obtenir un pouvoir de résolution théoriquement très élevé, en utilisant une méthode différentielle : l'appareil serait constitué par un seul condensateur cylindrique, de capacité C, de potentiel de charge v, dont l'armature interne serait divisée en trois : une partie principale, suivie de deux collecteurs de même capacité λ C, reliés respectivement aux deux bornes d'un électromètre différentiel (par exemple aux deux paires de quadrants d'un électromètre à quadrants). On enregistrerait ainsi la différence i des courants reçus sur les deux collecteurs, et il est facile de voir que la caractéristique $i = f(v)$ serait exactement la même qu'avec l'appareil décrit ci-dessus, le pouvoir de résolution aurait la même expression, mais on ne serait plus limité que par la sensibilité de l'électromètre (l'emploi de tubes électroniques serait recommandé).

ACTINOMÉTRIE. — *Sur les variations du rayonnement nocturne effectif, au cours des nuits claires.* Note (¹) de M. **Jean Debrach**, présentée par M. Charles Maurain.

J'ai effectué à Saint-Maur, près Paris, en 1931 et 1932, une longue série de mesures du rayonnement nocturne effectif, au moyen d'un pyrgéomètre de K. Angström (²), et j'ai obtenu des enregistrements continus de ce rayonnement en utilisant un appareil enregistreur du modèle d'A. Angström (³).

1. Au cours des nuits claires, dès que le rayonnement solaire diffusé par l'atmosphère terrestre n'intervenait plus, le rayonnement nocturne effectif décroissait régulièrement jusqu'à l'aube. Les résultats consignés dans le tableau ci-dessous donnent quelques exemples de cette variation, pour des nuits entièrement sans nuages; l'intensité du rayonnement est exprimée en millicalories par centimètre carré et par minute, dans l'échelle d'Angström.

Dates.	18h.	19h.	20h.	21h.	22h.	23h.	24h.	1h.	2h.	3h.	4h.	5h.
7-8-I-1931.......	130	128	127	122	120	117	114	112	109	106	104	101
26-27-III-1931...	–	142	140	136	132	131	130	128	123	120	118	–
11-12-IV-1931...	–	146	142	140	139	134	130	126	123	121	119	–
19-20-VI-1932...	–	–	–	135	132	128	128	122	121	120	–	

2. Les variations des éléments météorologiques observées près de la surface terrestre, en particulier de la température et de la teneur en vapeur d'eau de l'atmosphère ne peuvent pas expliquer entièrement cette diminution du rayonnement effectif du crépuscule à l'aube, comme l'ont signalée Boutaric (⁴) et Mercanton (⁵). La décroissance est beaucoup plus rapide que ne le ferait prévoir l'application des formules empiriques, proposées par divers auteurs pour calculer la radiation nocturne en fonction de la température et de l'humidité près du sol (⁶). Ceci peut trouver son explication dans le fait que la répartition des températures

(¹) Séance du 1er mai 1939.

(²) *Nova acta regiae societatis scientiarum Upsaliensis*, IV, **1**, 1905, p. 2.

(³) *Arkiv. f. math. astr. fysik.*, **22**, 1, 1929; *Meteor. Zeits.*, **48**, 1931, p. 49

(⁴) *Comptes rendus*, **171**, 1920, p. 1165.

(⁵) *Arch. Sc. Phys. et Nat. de Genève*, **10**, 1928, p. 329.

(⁶) A. Angström, *loc. cit.*; Boutaric, *Thèse*, Fac. Sc. Paris, n° **1599**, 1918, p. 112 et suiv.; H. H. Kimball, *Monthly Weather Review*, **46**, 1918, p. 57.

suivant la verticale dans l'atmosphère varie considérablement au cours de la nuit : le gradient thermique presque toujours positif au coucher du Soleil, s'annule au bout de quelques heures, puis devient négatif, et l'on observe, à la fin de la nuit, l'inversion de température particulièrement marquée après une nuit sereine.

3. On ne possède pas assez de sondages pour vérifier cette interprétation, mais les observations effectuées à la Tour Eiffel m'ont permis d'obtenir une valeur suffisamment approchée du gradient thermique dans les couches basses de l'atmosphère.

Pour éliminer l'effet des variations de la teneur en vapeur d'eau de l'atmosphère, j'ai groupé les observations où cet élément avait la même valeur, et j'ai pu dresser des tableaux donnant les valeurs de la radiation nocturne effective, en fonction de la température θ des couches basses de l'air d'une part ([7]), du gradient thermique par 100 m : g d'autre part.

	$-1,0 < g < -0,5$.	$-0,5 < g < 0,0$.	$0,0 < g < 0,5$.	$0,5 < g < 1,0$.	$1,0 < g < 1,5$.
$8 > \theta > 6$...	–	–	120	126	131
$6 > \theta > 4$...	–	115	117	123	126
$4 > \theta > 2$...	–	110	114	121	–
$2 > \theta > 0$...	–	106	110	115	–
$0 > \theta > -2$.	097	101	106	109	–

Les résultats consignés dans le tableau ci-dessus ont été calculés d'après les observations de nuits claires de printemps pour lesquelles la tension de la vapeur d'eau atmosphérique f différait peu de 4^{mm} ($3^{mm} < f < 5^{mm}$). Ils mettent en évidence l'influence du gradient thermique dans la *couche d'inversion*. Les relations empiriques proposées, qui lient ce rayonnement et les éléments météorologiques observés près du sol, ne peuvent s'appliquer qu'à des valeurs moyennes, ou à des observations effectuées à un moment donné de la journée (par exemple, peu après le coucher du Soleil), c'est-à-dire dans des conditions telles que la répartition verticale de la température de l'air s'écarte peu d'une loi moyenne.

([7]) Mesurée sans abri dans les conditions habituelles.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur la méiose de deux hybrides de* Cistus, C. × hybridus *Pourr. et* C. × rodiei *Verg. var.* antipolitensis *Dans.* Note [1] de MM. **Marc Simonet** et **Pierre Dansereau**, présentée par M. Alexandre Guilliermond.

L'un de nous [2] entreprenant l'étude cytologique des divers *Cistus* du Jardin Thuret a déjà signalé le nombre de chromosomes chez une dizaine d'espèces, qui toutes sont à $n = 9$, avec une réduction chromatique parfaitement régulière.

De même, le matériel hybride réalisé il y a une vingtaine d'années par G. Poirault et J.-B. Texier, non encore étudié, vient de faire de notre part l'objet de quelques investigations. C'est le résultat de ces premières observations que nous faisons connaître dans la Note actuelle.

Nos recherches, effectuées dans les Laboratoires de la Villa Thuret (Centre de Recherches agronomiques de Provence), ont été faites sur les cellules mères des grains de pollen, d'après la méthode au carmin acétique de Belling.

Deux hybrides ont été étudiés, *C.* × *hybridus* Pourr. (*C. salvifolius* L × *C. populifolius* L.) et *C* × *Rodiei* Verg. var. *antipolitensis* Dans. (*C. ladaniferus* L. var. *maculatus* Dun. × *C. albidus* L.). Si, du point de vue caryologique, les quatre espèces parentes sont semblables quant au nombre de chromosomes, par contre, au point de vue affinité systématique, elles présentent une certaine diversité. En effet le *C.* × *hybridus* a été réalisé entre espèces d'une même section botanique, *Ledonia* Dun., alors que le *C.* × *Rodiei* var. *antipolitensis* est un hybride *Ladaneucistus* Sim. [3] obtenu entre espèces appartenant à des sections différentes, *Ladanium* Spach. et *Eucistus* Spach.

La méiose de ces deux hybrides présente quelques particularités.

A la métaphase hétérotypique du *C.* × *hybridus*, nous avons noté, à côté de cellules-mères à réduction chromatique normale, l'existence, assez fréquente, de cellules dans lesquelles il existait des éléments bivalents et monovalents : $8_{II} + 2_{I}$ et $7_{II} + 4_{I}$; et ces irrégularités aboutissant à une

---

(1) Séance du 1er mai 1939.

(2) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 1050.

(3) M. Simonet, *Hybrides de Cistes. Hybrides sexuels et Mosaïque*, Exposition Internationale de 1937, Palais de la Découverte, Paris, p. 47-49.

répartition le plus souvent anormale des chromosomes à la division homéotypique : $9+9$ et $10+8$. De même, au stade tétrade, il existe parfois une ou deux cellules surnuméraires; aussi le pollen ne contient-il que 30 à 35 pour 100 de grains bien conformés.

La métaphase hétérotypique du *C.×Rodiei*, var. *antipolitensis* est plus irrégulière : les cellules-mères présentent toujours des anomalies pouvant aller de la formation de 5 gemini à l'asyndèse totale, le premier cas étant le plus fréquent : $5_{II}+8_{I}$, $4_{II}+10_{I}$, $1_{II}+16_{I}$ et 18_{I}. La seconde division est très irrégulière; les combinaisons suivantes ont été notées : $10+8$, $11+7$, $9+8+1$, $9+7+2$, avec formation presque constante de tétrades à 5-7 cellules. Le pollen renferme à peine 1 pour 100 de grains bien conformés.

En outre, ajoutons que le premier de ces hybrides est partiellement fertile, alors que le second est entièrement stérile.

Les irrégularités sont intéressantes à divers titres.

Tout d'abord, la faible conjugaison chromosomique du *C. × Rodiei* var. *antipolitensis*, plutôt rare entre hybrides interspécifiques, est mieux connue chez plusieurs hybrides intergénériques, *Raphano-Brassica* ([4]) et *Aegilo-Triticum* ([5]). Par contre la conjugaison assez régulière du *C. × hybridus*, plus fréquente, est identique à celle que l'un de nous a déjà signalée chez l'*Iris pallida × variegata* ([6]).

Au point de vue phylogénique, on sait que le manque de conjugaison peut être parfois d'ordre génétique, mais on sait aussi qu'il est très souvent l'indice d'une profonde disharmonie entre les garnitures chromosomiques ♀ et ♂ en présence chez l'hybride, et alors susceptible d'indiquer le degré d'affinité des espèces parentes. Dans le cas présent, les faits sont particulièrement démonstratifs puisque le *C. × hybridus*, hybride entre espèces appartenant à une même section, a une méiose qui ne présente que quelques irrégularités (2 à 4 monovalents), alors que le *C. × Rodiei* var. *antipolitensis*, hybride entre espèces de sections différentes, montre une méiose à irrégularités beaucoup plus grandes (8 à 10 monovalents). De même, la fertilité et la stérilité de ces hybrides offrent des caractéristiques absolument analogues, en rapport direct avec la gravité des anomalies chromosomiques que la présente étude a permis de mettre en évidence.

([4]) D. Karpechenko, *Journ. of Genetics*, 14, 1924, p. 375-396.
([5]) F. Gaines et G. Aase, *Amer. Journ. of Bot.*, 13, 1920, p. 373-396.
([6]) M. Simonet, *Bull. Biol. Fr. et Belgique*, 66, 1932, p. 390.

HISTOPHYSIOLOGIE. — *La théorie d'Exner et l'histophysiologie comparée des yeux composés.* Note de Mlle **Marie-Louise Verrier**, présentée par M. Louis Bouvier.

La théorie d'Exner répartit les yeux composés des Arthropodes en deux grands groupes ([1]). L'un comprend les yeux à ommatidies caractérisées par le contact de la rétinule et du cône-cristallin; l'autre renferme les yeux à ommatidies dont le cône-cristallin et la rétinule sont toujours séparés et distants. Ces dispositions anatomiques auraient des conséquences physiologiques formulées par Exner : rétinules et cônes-cristallins en contact permettraient la formation d'images dites par apposition; la séparation de ces deux parties de l'ommatidie aboutirait à la formation d'images dites par superposition. Le premier de ces processus serait dévolu aux espèces diurnes, le second aux espèces noctures. La théorie d'Exner est très généralement adoptée sans réserve.

Les observations d'Exner portent sur quelques espèces groupées autour de deux types, la Limule et le Lampyre. Postérieurement, les nombreux mémoires consacrés à la vision des Arthropodes ont fait connaître la structure de divers yeux composés. Les tentatives d'interprétations physiologiques et biologiques des dispositions anatomiques décrites ont très généralement été dominées par la théorie d'Exner; mais il s'agit toujours de recherches limitées à un nombre relativement restreint d'espèces.

Or l'examen comparatif, poursuivi sans idée préconçue et sur une échelle beaucoup plus grande, conduit à des notions toutes différentes. J'ai, à cet égard, étudié une centaine de types répartis dans les principaux groupes d'Insectes et de Crustacés. Sans entrer dans le détail des faits, qui trouveront leur place dans un mémoire ultérieur, je donne ici l'essentiel de mes résultats ([2]).

Il est évidemment possible de rapprocher des deux types classiques d'Exner un certain nombre d'yeux composés; mais il est de fort nombreux

---

([1]) S. Exner, *Wiener Sitzungsber.* (*Math. Naturwiss. Kl.*), 72, 1875, p. 3; *Die Physiologie der facettirten Augen von Krebsen und Insecten* (Leipzig u. Wien, 1891).

([2]) Le récent travail de F. Bernard, *Bull. biol. de la France et de la Belgique*, 1937, supplément 23, p. 1-162, renferme une bibliographie très étendue de la question.

cas, principalement parmi les Coléoptères (Coccinellidés, Clérides, Téléphoridés, Ténébrionidés, Cérambycidés, Chrysomélidés), les Diptères, les Hémiptères et quelques Orthoptères, qu'il est impossible de ranger dans l'une ou l'autre catégorie. Ces yeux sont caractérisés par une extrême réduction ou une absence totale de cône-cristallin. Ils correspondent aux yeux pseudo-cônes ou acônes de Grenacher et se rapprochent des yeux de *Tenebrio molitor* décrits par F. Bernard. L'épaisseur de la cornéule, l'abondance et la répartition du pigment mélanique sont des plus variables selon les espèces; quoi qu'il en soit, la réfraction au niveau de tels yeux est différente des processus d'apposition et de superposition. A côté de ces yeux existent de nombreuses formes réalisant de multiples intermédiaires entre les deux types d'Exner. Les variations portent alors principalement sur la distance du cône-cristallin à la rétinule, sur la disposition des cellules pigmentaires et sur l'amplitude des mouvements du pigment.

La question se pose alors de savoir quels rapports existent entre ces diverses dispositions anatomiques et le mode d'activité des Arthropodes. Évidemment, un certain nombre de cas s'accordent avec l'interprétation physiologique d'Exner, tels la plupart des Lépidoptères diurnes et nocturnes. Chez les autres groupes l'opposition est moins nette et l'on trouve aisément des cas d'activité diurne coïncidant avec des yeux à images par superposition, tels de nombreux Lamellicornes, certains Dityscides et Hydrophilides, ces derniers étant capables d'activité en milieu éclairé aussi bien qu'en lumière diffuse. Parmi les Dityscides, des espèces à comportement comparable présentent des ommatidies très différentes, la comparaison de *Dityscus marginalis* et d'*Agabus bipustulatus*, entre autres exemples, est des plus démonstratives. La vision dans l'air ou dans l'eau est également indépendante de la forme de ces ommatidies contrairement à l'opinion couramment admise; la comparaison des yeux supérieurs et inférieurs des Gyrins en est une preuve. Il existe aussi des espèces à tendances obscuricoles très nettes qui possèdent des ommatidies à images par apposition, tel est le cas de nombreux Carabiques et de Crustacés de divers groupes, *Gebia*, *Pagurus*, *Dromia*, *Stenorhynchus*, *Gammarus*, *Orchestia*. Parmi les espèces acônes ou pseudo-cônes, le mode d'activité paraît indépendant du degré de réduction du cône-cristallin.

Il importe aussi de souligner que les espèces nocturnes à ommatidies avec images par superposition manifestent très souvent un phototropisme positif très net, même pour des lumières intenses.

En résumé, les types classiques d'Exner apparaissent, du point de vue

anatomique et physiologique, comme des cas particuliers qu'une étude comparative étendue ne permet pas de généraliser. Ils sont les termes extrêmes d'une longue série renfermant de multiples intermédiaires. A côté de cette série existent des formes très différentes, tant du point de vue structural que fonctionnel.

La théorie d'Exner est comparable à la théorie de la dualité morphologique et fonctionnelle des cellules visuelles des Vertébrés. Cette théorie, elle aussi, exacte dans quelques cas qui paraissent exceptionnels eu égard au résultat de recherches appliquées à des cas de plus en plus nombreux, vient de faire place à la notion d'un polymorphisme des cellules visuelles avec toutes ses conséquences physiologiques.

HISTOLOGIE COMPARÉE. — *Numération des cellules de Purkinje dans le cervelet de divers oiseaux.* Note de M. **André Pezard**, présentée par M. Louis Lapicque.

Sur les conseils de M. Lapicque, nous nous sommes proposé de faire la numération des cellules de Purkinje du cervelet chez des oiseaux appartenant à différents ordres, de taille et de comportement tout à fait divers. Le cervelet est, chez les oiseaux, d'un type plus primitif que chez les mammifères, et se réduit au vermis; il se compose d'une série de lames parallèles différentes les unes des autres, quant à leurs dimensions et leurs bifurcations. Au point de vue anatomique, les cellules de Purkinje se présentent suivant une surface intermédiaire entre la couche des grains et la couche moléculaire du cervelet. Sur une coupe sagittale médiane du cervelet, ces cellules se présentent suivant une ligne très sinueuse formant des digitations dont chacune correspond à une lame du cervelet. L'examen d'une telle coupe montre à la première observation une grande différence de densité de ces cellules avec les espèces d'oiseaux considérées, celle-ci étant la plus grande chez les plus petites espèces. Pour la mesure de cette densité chez une espèce donnée, nous comptions sur une coupe sagittale médiane combien il y avait de cellules de Purkinje par unité de longueur, en mesurant le nombre de cellules sur des longueurs connues dans diverses parties d'une coupe sagittale médiane d'un même cervelet. Nous choisissions de préférence les parties où les cellules de Purkinje se présentent en ligne droite sur la préparation. Connaissant cette densité, nous pouvions ainsi exprimer une longueur sur la préparation par un nombre de cellules.

Si maintenant nous considérons non plus une ligne de cellules de Purkinje mais la surface que forme l'ensemble de ces cellules dans un cervelet entier, cette surface étant exprimée de la même façon nous donnera le nombre de cellules qu'elle contient. Le problème est donc ramené à la mesure de cette surface.

Or l'ensemble des lames du cervelet donne sensiblement à cet organe la forme d'un demi-solide de révolution engendré par une coupe sagittale médiane qui tournerait de 180° autour d'un axe antéro-postérieur. En particulier les cellules de Purkinje qui suivent régulièrement la surface externe se présentent aussi suivant une demi-surface de révolution.

On sait que la surface engendrée par une courbe quelconque tournant autour d'un axe situé dans son plan et ne la traversant pas est égale au produit du périmètre de cette courbe par la mesure de la longueur d'une circonférence ayant pour rayon la distance du centre de gravité de la courbe à l'axe de rotation (Théorème de Guldin).

Pour exprimer par le nombre de cellules de Purkinje cherché l'aire d'une telle surface : 1° nous avons compté directement sur une coupe sagittale médiane de cervelet le nombre total des cellules de Purkinje qu'elle contenait : nous avions ainsi le périmètre exprimé par un nombre de cellules de Purkinje; 2° nous avons déterminé le centre de gravité de la courbe : une coupe sagittale étant placée sous un microscope de projection, nous avons dessiné la courbe formée par l'alignement des cellules de Purkinje puis matérialisé celle-ci en lui superposant un fil de fer assez rigide. C'est avec une courbe ainsi matérialisée que nous avons cherché le centre de gravité par la méthode élémentaire : suspension de cette courbe à un fil dans diverses positions et repérage dans chaque cas de la verticale passant par le point de suspension.

3° Le centre de gravité était ainsi facilement déterminé. Connaissant le nombre de cellules par unité de longueur, nous avons exprimé la distance du centre de gravité à l'axe de rotation supposé par le nombre de cellules auquel correspondait cette distance : soit D le nombre obtenu.

D'où, en appelant N le nombre de cellules de Purkinje cherché, P le périmètre évalué par nombre de cellules de Purkinje sur une coupe sagittale, on a $N = P \times \pi \times D$.

Voici les chiffres obtenus pour différents oiseaux, dont nous devons les pièces, figurant au Muséum, à l'obligeance de M. Achille Urbain.

Espèce.	P.	D.	Nombre total de cellules de Purkinje.
Sénégali	1442	54	244458
Maubèche	1572	42	207315
Pigeon culbutant...	1350	40	169560
Cygne noir	1354	40	170062
Héron	1447	40	181743
Cigogne	1686	30	192320
Canard	1330	54	225514
Flamant	1374	40	172160
Courlis	1227	35	124820
Marabout	1230	51	196972
Buse	1254	33,6	132283
Poule sultane......	1350	41,4	175500

En étudiant ainsi des espèces tout à fait différentes d'oiseaux, on a des résultats qui sont assez frappants. Si nous considérons simplement une coupe sagittale médiane de cervelet, on observe une constance relative du nombre des cellules de Purkinje, qu'il s'agisse d'un Sénégali dont le cervelet pèse $0^g,02$, ou d'une cigogne dont le cervelet pèse $2^g,5$, c'est-à-dire 125 fois plus.

Si maintenant on considère le nombre total des cellules de Purkinje, il est facile de constater que cette constance des chiffres se maintient : chose curieuse, leur nombre paraît même un peu plus élevé chez les petits oiseaux que chez les grands.

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALLE. — *L'action du diéthylstilbœstrol sur les organes génitaux de l'embryon de Poulet.* Note de M. **Etienne Wolff**, présentée par M. Maurice Caullery.

E. C. Dodds et ses collaborateurs ont montré qu'un grand nombre de composés chimiques sont capables de produire la réaction de l'œstrus chez le rat castré. Ces substances sont très différentes de l'œstrone, *ce ne sont pas des stérols*, leur molécule est beaucoup plus simple. L'une des plus actives est le diéthylstilbœstrol [1], qui possède une activité du même

[1] Cette hormone artificielle, qui m'a été obligeamment fournie par M. Dodds, répond à la formule globale $C^{18}H^{20}O^2$; sa formule développée est celle du

ordre que celle de l'hormone naturelle, l'œstrone ([2]). Il était intéressant d'éprouver l'action du diéthylstilbœstrol sur d'autres tests caractéristiques de l'hormone femelle. Il est possible que cette substance ait des propriétés œstrogènes, mais ne donne pas toutes les réactions qu'on peut obtenir avec l'œstrone (qu'elle n'ait pas tous les effets d'une hormone femelle). Le test de l'embryon de Poulet fournit un critère décisif, car il permet de voir si une substance réputée œstrogène a une action sur la différenciation sexuelle primaire des individus. J'ai montré que les substances du groupe de l'œstrone ([3]) ont une action féminisante sur les glandes et les voies génitales des mâles génétiques. Ceux-ci sont transformés en intersexués. Une dose suffisante les féminise complètement en apparence. Le diéthylstilbœstrol a-t-il la même action ?

J'ai injecté des doses de 0,01 à $0^{mg},5$ de cette substance en solution huileuse à des embryons de poulet au 4[e] jour de l'incubation. *Le résultat global est une action analogue à celle de l'œstrone et de l'œstradiol.*

Les expériences ont été effectuées sur des œufs issus d'un croisement entre poules *Light Sussex* et coqs *Rhode Island;* le sexe génétique des embryons peut être reconnu à la coloration du plumage, rouge chez les femelles, blanc chez les mâles.

Les embryons ont été autopsiés le 17[e] et le 18[e] jour de l'incubation. Tous

---

4.4'-dihydroxi-α.β-diéthylstilbène

CH^3
CH^2
HO–C₆H₄–C=C–C₆H₄–OH.
CH^2
CH^3

Rappelons que celle de l'œstrone correspond à

H^3C O
HO

([2]) E. C. DODDS, L. GOLDBERG, W. LAWSON, R. ROBINSON, *Nature*, **141**, 1938, p. 247.

([3]) E. WOLFF et A. GINGLINGER, *Comptes rendus*, **200**, 1935, p. 2118.

les mâles sont intersexués. Ils correspondent approximativement aux intersexués des groupes III et IV de notre nomenclature ([4]). La gonade gauche est transformée en ovotestis ou en ovaire, le testicule droit régresse presque complètement.

Les canaux de Müller se maintiennent et se développent à peu près également à gauche et à droite; selon les doses, l'oviducte se développe sur toute sa longueur ou présente des étranglements dans sa partie moyenne.

Le diéthylstilbœstrol a donc une action féminisante très puissante sur l'embryon de Poulet. Au point de vue qualitatif, cette action est analogue à celle de l'hormone femelle, abstraction faite de certaines différences dans la réaction des canaux de Müller.

Au point de vue quantitatif, des recherches sont entreprises pour déterminer le seuil de l'activité du diéthylstilbœstrol et le comparer à celui de l'œstrone.

PHYSIQUE BIOLOGIQUE. — *Analyse magnétochimique de l'œuf d'oursin* (Echinus melo). Note de M. **Nicolas Perakis**, présentée par M. Aimé Cotton.

J'ai été amené, à la suite d'une étude sur la division cellulaire dans le champ magnétique, à faire une analyse magnétochimique de l'œuf (fécondé et non fécondé) et du sperme d'oursin, principalement à y rechercher le fer par voie magnétique.

I. Les coefficients d'aimantation ont été mesurés à l'aide de l'appareil à translation de Foëx et Forrer. Le champ utilisé était de 7200 gauss. Les ampoules contenant les substances étaient en quartz fondu; leurs coefficients d'aimantation déterminés avec précision. On a admis pour l'eau pure $\chi = -0,720 . 10^{-6}$.

II. Les glandes génitales femelles placées dans l'eau de mer abandonnent rapidement leurs œufs. On les sépare et on les lave à l'eau de mer, jusqu'à ce que l'eau qui les contient soit limpide.

L'eau de mer pure, de densité $d\,1,028$, ayant un coefficient d'aimantation $\chi^{20°} = -0,71 . 10^{-6}$, on trouve pour une préparation d'œufs vierges la valeur $\chi^{20°} = -0,69 . 10^{-6}$.

([4]) E. Wolff et A. Ginglinger, *Arch. d'Anat., d'Hist. et d'Embr.*, 20, 1935, p. 219-278.

III. L'ensemble des œufs est lavé à l'eau distillée jusqu'à déchloruration complète, chimiquement et magnétiquement contrôlée (¹). La purée déchlorurée à l'état frais (séparée par filtration de la dernière eau de lavage) est diamagnétique (exemples : $\chi = -0,70.10^{-6}$; $-0,69.10^{-6}$; $-0,71.10^{-6}$). Séchée à 100°, elle perd 90 pour 100 environ de son poids. Par dessiccation on obtient un produit solide, rouge foncé, de densité 1,16, dont le diamagnétisme a fortement diminué (exemples : $\chi = -0,46.10^{-6}$; $-0,50.10^{-6}$; $-0,59.10^{-6}$).

IV. La purée déchlorurée est lavée à l'alcool absolu jusqu'à décoloration complète et séchée à l'éther. On obtient ainsi une poudre gris clair de densité 1,07. Ce résidu protéinique est moins diamagnétique que la purée sèche déchlorurée, mais non lavée à l'alcool ($-0,39.16^{-6}$; $-0,43.16^{-6}$). Son diamagnétisme semble plus faible à $-78°$ (passant par exemple de $-0,43.10^{-6}$ à 23°, à $-0,34.10^{-6}$ à $-78°$), ce qui indiquerait que dans ce résidu, il y a un élément (ou plusieurs) non diamagnétique. Les cendres obtenues par calcination prolongée au four électrique sont *paramagnétiques* ($+4.10^{-6}$; $+4,8.10^{-6}$; $+4,2.10^{-6}$). Leur masse n'est que 1/40 de la masse du résidu. Elles contiennent des traces de fer, reconnues chimiquement, et laissent dans l'acide chlorhydrique à chaud un résidu presque incolore, formé probablement de silice, et peut-être aussi des traces de résidu salin ayant échappé à la déchloruration.

V. Par évaporation, à la température ambiante, de la solution alcoolique (mélange de tous les alcools de lavage), on obtient une gelée rouge vif. Cet extrait alcoolique a sensiblement les mêmes valeurs de χ que les œufs lavés ($-0,67.10^{-6}$; $-0,70.10^{-6}$; $-0,69.10^{-6}$). Il est sensiblement plus diamagnétique que le résidu protéinique. Calciné au four électrique, il laisse un résidu blanc *diamagnétique*.

VI. Le résidu de calcination paramagnétique contient des traces de fer disséminées dans un milieu diamagnétique (silice, résidu salin). Nous avons admis qu'un chauffage de trois heures environ, vers 800-900°, de sels de fer dans un milieu organique, très réducteur, produisait de la magnétite.

Admettant pour le coefficient d'aimantation (²), à 20°, de Fe^3O^4 la valeur $12,958.10^{-6}$, on trouve qu'il y aurait 29^{mg} de fer dans 100^g de cendres, ou 0^{mg},7 dans 100^g de matière sèche solide.

(¹) Voici, pour une expérience donnée, les coefficients d'aimantation respectifs de la première et de la sixième eau de lavage : $\chi = 0,703.10^{-6}$ et $\chi = -0,725.10^{-6}$.

(²) Calculé au moyen de la formule de Kopp, *International Critical Tables*, 6, 1929, p. 413.

VII. Le sperme d'oursin frais (blanc rose) est diamagnétique : $\chi = -0{,}69 . 10^{-6}$; séché à 100° (brun foncé), il l'est moins : $\chi = -0{,}56 . 10^{-6}$. Cette diminution de diamagnétisme est accompagnée d'une perte de poids de 85 pour 100 environ.

Calciné pendant trois heures environ au four électrique, le sperme d'oursin laisse un résidu blanc faiblement *diamagnétique*.

Comme il fallait s'y attendre, on a trouvé que la fécondation ne paraît pas changer, au moins dans les premières heures du développement, la teneur en fer.

MICROBIOLOGIE. — *Influence de la colchicine sur le développement de* Photobacterium phosphoreum. Note [1] de M. **Fernand Obaton**, présentée par M. Hyacinthe Vincent.

Les bactéries appartenant au genre *Photobacterium* émettent spontanément une lumière verdâtre lorsqu'elles se trouvent en présence d'oxygène. Toutes les modifications qui peuvent survenir dans leur évolution retentissent sur leur luminescence et sont facilement décelées.

Les cultures ont été faites sur du bouillon de poisson additionné de chlorure de sodium et amené à pH 8. On prépare ainsi trois tubes contenant chacun 10^{cm^3} de bouillon. Le n° 1, dans lequel on introduit une petite quantité de bactéries lumineuses âgées de 5 à 6 jours, sert à ensemencer les deux autres, qui renferment l'un, n° 2, du bouillon pur et l'autre, n° 3, le même bouillon additionné de colchicine dans la proportion de 0,05 pour 100. Le nombre des germes, au moment de l'ensemencement, était approximativement dans les rapports 200, 1,1 pour les trois tubes 1, 2 et 3. Laissés à la température de 9°, ils deviennent lumineux dans l'ordre suivant 1, 3, 2. On note l'évolution accélérée du n° 3, qui n'est imputable qu'à la colchicine.

Le même phénomène se produit dans les ensemencements sur bouillon de poisson gélosé, en boîtes de Petri ; la culture avec colchicine brille toujours avant le témoin et les colonies formées sont plus étalées. La colchicine favorise donc l'apparition de la luminosité. Elle peut le faire de deux façons différentes, soit en accélérant la division des bactéries, soit en excitant leur pouvoir émissif. Nous avons procédé à des mesures compa-

---

(1) Séance du 27 mars 1939.

ratives de brillance au cours de l'évolution des tubes 2 et 3. Afin d'assurer la respiration et la séparation des germes, les deux tubes montés en série sont reliés à un aspirateur qui fait barboter de l'air dans le liquide à raison de deux litres à l'heure; ainsi équipés ils sont placés dans un comparateur contre lequel on dispose une émulsion photographique. Lorsque l'air a passé dans les deux tubes durant une demi-heure, la luminosité de chacun d'eux reste constante pendant la mesure. A ce moment on expose l'émulsion et, par développement dans des conditions bien déterminées de température et de temps, on obtient deux taches plus ou moins intenses.

On s'assure d'abord, par une série d'essais préalables, que la mesure de l'opacité de la tache obtenue, à l'aide du densitomètre, est proportionnelle au temps d'exposition, ce qui impose l'examen dans la partie droite de la courbe caractéristique de l'émulsion et fournit des valeurs correctes dans les rapports de 1 à 50. Lorsque ces déterminations ont été faites, on expose une même plaque sur différents points durant des temps croissants, afin d'obtenir par réduction des noirs correspondant aux limites extrêmes indiquées ci-dessus. On procède à la mesure par comparaison avec le coin sensitométrique de constance connue et l'on obtient, à partir des logarithmes donnés par l'instrument, des nombres qui mesurent la brillance de chacun des deux tubes. Ces nombres, rapportés à une unité de temps, permettent des comparaisons d'un jour à l'autre.

L'observation directe des deux cultures de *Photobacterium* montre que vers 108 heures, le tube n° 3 contenant de la colchicine, s'allume. Au bout de 120 heures le témoin, n° 2, se met à briller avec un maximum 24 heures plus tard. Bientôt le n° 3 s'assombrit alors que le n° 2 conserve longtemps une bonne luminosité. Les mesures faites par la méthode sensitométrique précédemment exposée donnent :

Brillance des cultures de Photobacterium, *d'après l'âge.*

Jours	5.	6.	7.	8.
Tube n° 2 (bouillon témoin)	1,5	618	95	95
» 3 (bouillon + colchicine)	77	708	5	4

L'apparition de la lumière est plus tardive chez le témoin. Par contre le n° 3 à colchicine présente un maximum plus élevé, suivi brusquement d'une décroissance très rapide. Les écarts enregistrés sont hors de proportion avec ceux que l'œil peut apprécier directement, mais confirment cependant, en les précisant, les résultats de l'observation.

Il reste maintenant à déterminer comment s'exerce l'influence de la

colchicine. Au cinquième jour de la culture, le tube n° 3, observé à la lumière naturelle, est beaucoup plus trouble que le n° 2 et contient par conséquent un plus grand nombre de corps bactériens. Le processus de la multiplication dans les jours qui précèdent l'émission de la lumière est suivi par des numérations selon la méthode habituelle. Les résultats sont résumés ci-dessous :

Nombre des colonies de Photobacterium *obtenues à partir de cultures âgées de :*

Heures	24.	41.	72.
Tube n° 2 (témoin)	2	4	68
» 3 (bouillon + colchicine)	1	27	500

Ainsi, dans la période où il est possible de dénombrer les bactéries, la colchicine stimule leur division. Les bactéries sont également plus nombreuses au moment où la luminosité du tube devient visible.

En résumé la colchicine provoque une accélération dans le développement des bactéries lumineuses, cultivées sur milieu solide ou liquide. Les valeurs des brillances peuvent s'expliquer par le nombre relatif des Photobactéries en présence, sans qu'il soit nécessaire de supposer que le pouvoir émissif de chacune d'elles ait été modifié.

MÉDECINE. — *Charges électriques du sang et choc transfusionnel.* Note [1] de MM. **Georges Jeanneney**, **Charles Wangermez** et **Guy Ringenbach**.

On sait que la transfusion, qu'elle soit faite avec du sang pur ou citraté, frais ou conservé, s'accompagne assez souvent de réactions (frissons, hyperthermie, crise colloïdoclasique) plus ou moins intenses [2].

Ce choc transfusionnel, ou plus exactement ces *réactions post-transfusionnelles*, s'observent surtout après les transfusions effectuées chez les grands anémiques, les cancéreux, les septicémiques. Elles semblent dues non à une agressivité spéciale du sang du donneur, qui, tout en étant de même groupe que celui du receveur, serait plus riche en agglutinines sériques, mais à une susceptibilité particulière du receveur, d'ailleurs facilement corrigible par une injection préalable au malade de pantopon spartéiné.

Nous avons, au *IIe Congrès International de la Transfusion sanguine*

---

(1) Séance du 1er mai 1939.

(2) Jeanneney et Ringenbach, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1925.

(Paris, septembre-octobre 1937) émis l'hypothèse que certains chocs transfusionnels qui semblent tout d'abord inexplicables, le donneur étant universel ou du même groupe que le receveur, pourraient s'expliquer par la *mise en présence de sangs de charges électriques différentes*.

Cette hypothèse nous paraît aujourd'hui vérifiée. Nous avons utilisé pour la mesure des charges électrique du sang la méthode qui consiste à calculer la vitesse de sédimentation sanguine dans un champ électrique, et cela en comparaison avec un tube témoin. La vitesse de sédimentation est accélérée ou retardée suivant le signe de la charge des différents éléments du sang, et suivant l'orientation du champ électrique dans lequel est placé le tube à sédimentation. Lorsque cette vitesse est la même dans le tube sous champ électrique et dans le tube témoin, il semble que les charges électriques du sang soient considérables, puisque les forces de répulsion des différents corpuscules sont telles qu'elles les empêchent de se laisser influencer par le champ électrique.

Sur 50 cas de choc étudiés, nous avons observé 10 fois des charges électriques différentes.

Voici à titre d'exemple, trois observations de choc consécutif à des transfusions, qui avaient mis en présence des sangs de charges différentes.

I. Malade de 50 ans, groupe II/A, atteint d'endocardite maligne subaiguë. Sang de charge électrique positive. Perfusion en 1 heure 35 minutes, de 140^{cm^3} d'un sang (donneur universel) de charge électrique négative. Un frisson se produit à la fin de la transfusion, pendant 15 minutes, et la température monte à 39°.

II. Femme de 28 ans, groupe II/A, atteinte d'endocardite maligne lente. Sang de charge électrique négative. Perfusion en 30 minutes de 150^{cm^3} d'un sang (donneur universel) de charge positive. Un frisson violent survient 15 minutes après la transfusion et dure 20 minutes; il est suivi d'une ascension thermique à 41°2.

III. La malade précédente reçoit 7 jours après la première transfusion, 180^{cm^3} en une heure d'un sang de charge positive. Dix minutes après, léger frisson durant 5 minutes; la température monte à 39°6.

Par contre, voici les contre-épreuves chez les mêmes malades : des transfusions de sang de même charge électrique n'ont déterminé aucun choc.

I. On injecte au malade de l'observation I, 6 jours après sa première transfusion, 160^{cm^3} d'un sang de donneur universel, de même charge électrique. Aucune réaction ne se produit.

II et III. La deuxième malade, dix jours après sa première transfusion est encore transfusée avec 270^{cm^3} d'un sang de même charge électrique. Pas de réaction.

Le lendemain, nouvelle transfusion d'un sang provenant d'un autre donneur de même charge. Aucune réaction n'est observée.

Grâce à l'étude systématique des charges électriques des sangs mis en

présence, on pourrait produire ou éviter à volonté un choc transfusionnel.

Ainsi dans les septicémies il semble y avoir intérêt à *provoquer un choc transfusionnel* en transfusant un sang de charge électrique différente de celui du malade. Toutefois il faut, bien entendu, proportionner ce choc à la résistance du receveur. Dans ce but on devra injecter le sang très lentement et réaliser une sorte de perfusion sanguine.

Par contre *il faut éviter le choc transfusionnel* chez les malades *susceptibles*, cancéreux, anémiques médicaux, sujets porteurs de splénomégalie, pour lesquels un choc pourrait être dangereux. Dans ces cas il faut utiliser un sang de même groupe et de même charge électrique.

Notons enfin que, dans certaines septicémies, la passivité de la défense s'explique peut-être par la présence de germes de même charge que les leucocytes du malade (Jeanneney). Il y aurait dans ces cas une raison de plus pour faire une transfusion d'un sang de charge inverse, et cela pour une double raison : d'abord lutter directement contre les germes microbiens du sang, ensuite provoquer un choc pour stimuler le système réticulo-endothélial et augmenter les réactions de défense générale.

L'étude de la charge électrique des sangs du donneur et du receveur est un des points qui démontrent combien la transfusion est loin d'être un geste empirique, mais bien une méthode dont les moindres détails doivent être scientifiquement contrôlés.

A $16^{h}20^{m}$ l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 17^{h}.

A. Lx.

ERRATA.

—

(Séance du 17 avril 1939.)

Note de M. *Léon Lecornu*, Sur la propagation des ondes sphériques :

Page 1187, équations (7), *au lieu de* $\sin\psi$, *lire* ψ; *au lieu de* $F(\omega R)$, *lire* $F(R)$; équation (8), *au lieu de* $k^2 F(R)$, *lire* $k^2\omega^2 F(R)$; ligne 4 en remontant, *au lieu de* diamètre fini, *lire* diamètre fixe; ligne 12 en remontant, *au lieu de* $kR\cos\alpha$, *lire* $k\omega R\cos\alpha$.